

DIFFRAKTIVE PHOTON - HADRON -

WECHSELWIRKUNGEN BEI HOHEN ENERGIEN

IM RAHMEN EINES VIELKANALSTREUFORMALISMUS

JOSE ANTONIO GRIFOLS

—

1975

—



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551923_0054

Diffraktive Photon-Hadron-Wechselwirkungen bei
hohen Energien im Rahmen eines Vielkanalstreufomalismus

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
José Antonio Grifols
München
1974



1. Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. W. Drechsler
 2. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Bopp
- Tag der mündlichen Prüfung: 13.2.1975

Zusammenfassung

Analogien zur Optik spielen in der Potential-Streuung wie in der Hochenergiephysik eine wichtige Rolle. Bei hohen Energien kann ein Streuprozess, an dem Hadronen beteiligt sind, in analoger Weise behandelt werden wie ein Lichtstrahl, der auf einen absorbierenden Gegenstand einfällt und dessen Wellenlänge klein im Vergleich zu der Ausdehnung des Gegenstandes ist. Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen zeigen die für einen Diffraktionsprozeß typischen Beugungsmuster. In einer Näherung, bei der es Sinn hat, von der Trajektorie des Projektils zu sprechen, ist die Einführung einer Stoßparameter-Darstellung besonders geeignet. Diese Betrachtungsweise der hochenergetischen Hadron-Hadron-Stöße kann mit Erfolg die wesentlichen Züge der elastischen Proton-Proton-Streuung oder Pion-Proton-Streuung erklären. Eine Beschreibung des Streuvorganges mit Hilfe eines optischen Potentials ist jedoch nur begrenzt auf die Behandlung von relativistischen Reaktionen anwendbar, in denen die hervorstechendste Eigenschaft die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen ist. In diesem Bereich hoher Energien erscheint die elastische Streuung als Schatteneffekt des Vorhandenseins vieler inelastischer Prozesse, und daher ist es sinnvoller einen Vielkanalformalismus zu entwickeln, in dem alle Kanäle, die über die Unitaritätsrelationen miteinander verknüpft sind, simultan behandelt werden.

Diese Arbeit befaßt sich mit der Beschreibung der Photon-induzierten Prozesse bei hohen Energien. Typische Vertreter sind Compton-Streuung und Vektor-Meson-Photoerzeugung an Nukleonen. Diese Reaktionen zeigen eine erstaunliche Ähnlichkeit mit den rein hadronischen, diffraktiven Prozessen, so daß es berechtigt erscheint, analoge Methoden für ihre Behandlung zu benutzen, wie die oben erwähnte Stoßparameterdarstellung für die Hadron-Hadron-Streuung.

Mit Hilfe eines Vielkanal Stoßparameter-Formalismus wird ein einheitliches Modell für die Beschreibung aller diffraktiven Photon-induzierten Prozesse bei hohen Energien vorgeschlagen und mit den vorhandenen experimentellen Daten verglichen. Es werden die Amplituden für elastische und inelastische Compton-Streuung sowie für die Vektor-Meson-Photoerzeugung angegeben. In diesem Modell wird der Pomeranchuk-Beitrag, der für das asymptotische Verhalten der elastischen bzw. diffraktiven inelastischen Amplituden verantwortlich ist, aus den Unitaritätsrelationen abgeleitet. Es werden nämlich explizit unitäre Amplituden konstruiert, und mittels der angewandten Unitarisierungsverfahren wird automatisch der Pomeranchuk-Beitrag zur Amplitude durch einen Vielfachstreumechanismus aufgebaut.

Das zunächst spinlose Modell wird dann erweitert, um die Eigenschaften bezüglich Helizitätsflip- bzw. non-flip bei den hochenergetischen Photoerzeugungsprozessen untersuchen zu können. Experimente mit linear polarisierten Photonen liefern wertvolle Information über den Diffraktionsmechanismus. Dichte-Matrix-Elemente wurden auch bei der Vektor-Meson-Photoerzeugung gemessen. Aus diesem Grund ist es wünschenswert, die verschiedenen Helizitätsamplituden für diese Prozesse zu bestimmen. Von besonderem Interesse ist in diesem Zusammenhang die Frage nach der s-Kanal-Helizitätserhaltung, d.h. ob bei hochenergetischen diffraktiven Photoprozessen die Helizitäten der aus- und einlaufenden Teilchen ungeändert bleiben. Entgegen der üblichen Meinung, kann der Pomeranchuk-Beitrag in dem hier verwandten Modell an Helizitäts-ändernde Übergänge koppeln.

Eine Analyse der experimentellen Daten bei hohen Energien für die Compton-Streuung an Protonen und Neutronen wird mit Hilfe der skalaren Version unseres Modells unternommen. Es liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten im gesamten gemessenen Hochenergiebereich. Die Analyse der $\rho^0\omega^0$ - und ϕ^0 -Photoerzeugung erfolgt mit Hilfe des Helizitätsformalismus. Auch hier ist die Übereinstimmung mit den Experimenten gut. Überraschenderweise stellt sich heraus, daß bei ρ^0 und ϕ^0 -Photoerzeugung ein wichtiger Anteil an Helizitätsflip beim Übergang vom ein- zum auslaufenden Nukleon vorhanden ist. Die Hypothese der s-Kanal-Helizitätserhaltung wird deshalb bei diesen Prozessen durch unsere Analyse widerlegt. Dies ist ein physikalisch wichtiges Resultat, denn üblicherweise wird Diffraktion mit Helizitätserhaltung automatisch in Verbindung gebracht.

Anschließend wird der Zusammenhang dieser Beschreibung mit der üblichen Vektor-Meson-Dominanz Hypothese diskutiert. Dabei werden die gewöhnlichen Relationen für die Proportionalität zwischen den Amplituden für die Photoprozesse und denen für die entsprechenden starken Prozesse als Eigenschaft der Streuung im Hochenergie-Bereich wiedergewonnen.

Die erfolgreiche Analyse einer großen Zahl von experimentellen Daten hat gezeigt, daß sich aus diesem Modell ein äußerst attraktives und einheitliches Bild für die wichtigsten diffraktiven, von Photonen induzierten, Prozesse ergibt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Kapitel I : Einleitung	1
Kapitel II : Stoßparameter Darstellung und K-Matrix- Formalismus	6
1. Die Eikonal Näherung	6
2. Der Blankenbecker-Goldberger-Formalismus	8
3. Die K-Matrix-Beschreibung der Photoamplituden	12
Kapitel III : Spin-Formalismus	22
1. K-Matrix-Helizitäts-Formalismus	22
2. Die Helizitätsamplituden	27
3. Helizitätsstruktur der Compton-Streuung	28
4. Vektor-Meson-Photoerzeugungsamplituden	34
Kapitel IV : Daten-Analyse	39
1. Compton-Streuung	39
2. Vektor-Meson-Photoerzeugung	43
2a. Phi-Photoerzeugung	47
2b. Rho-Photoerzeugung	51
2c. Omega-Photoerzeugung	55
Kapitel V : Zusammenhang mit der Vektor-Meson-Dominanz	59
Kapitel VI : Übersicht	62
Anhang 1	65
Anhang 2	68
Literaturverzeichnis	69
Abbildungen zu Kapitel IV	71

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dr. W. Drechsler, der diese Arbeit anregte, für die sehr vielen und außerordentlich hilfreichen Ratschläge und Diskussionen. Ich bin K. Baumann für wertvolle Hilfe bei der sprachlichen Gestaltung der Arbeit zu großem Dank verpflichtet. Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst danke ich für ein Promotionsstipendium und dem Max-Planck-Institut für Physik für finanzielle Unterstützung und freundliche Aufnahme.

I. Einleitung

Der totale Wirkungsquerschnitt für Streuung von Photonen an Protonen ähnelt als Funktion der einlaufenden Photonenenergie $\bar{\omega}$ über den ganzen gemessenen Energiebereich sehr demjenigen für π^+p -Streuung. Selbst die Resonanzmaxima des π^+p -Systems bei 1236, 1560 und 1700 sind deutlich zu erkennen. Oberhalb von 3 GeV verläuft der Wirkungsquerschnitt ziemlich flach. Selbstverständlich sind die absoluten Werte beider Wirkungsquerschnitte sehr verschieden, aber das allgemeine Bild ist erstaunlich ähnlich. Ein Gefühl hierfür liefert der Quotient

$$\frac{\sigma(\gamma p)}{\sigma(\pi^+ p)} \approx \frac{1}{220}$$

bei 10 GeV. Der Skalenfaktor ist also von der Größenordnung α bei vergleichbarer Struktur der Energieabhängigkeit beider totalen Wirkungsquerschnitte.

Aber nicht nur in diesem Beispiel sondern auch allgemein zeigen die Photon-induzierten Prozesse große Ähnlichkeit mit den rein hadronischen Prozessen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Compton Streuung bei hohen Energien kann gut durch die Formel

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} e^{At}$$

parametrisiert werden, wobei z.B. bei 16 GeV Photonenenergie A etwa 8 GeV^{-2} beträgt. Bei diffraktiver Streuung von Hadronen wie z.B. π^+p -Streuung bei 9 GeV hat A den Wert 9 GeV^{-2} . Vektor-Meson-Photoerzeugungs Reaktionen weisen ebenfalls die typischen Merkmale der rein hadronischen Diffraktionsstreuung auf: Scharf ausgeprägte vorwärts Maxima im differentiellen Wirkungsquerschnitt und weitgehend energieunabhängige totale Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien. An Hand dieser experimentellen Tatsachen ist es verständlich, warum man versucht hat, die theoretische Beschreibung für die hochenergetischen Hadron Reaktionen, wie etwa die der Regge-Theorie, auch für die Photoprozesse zu übernehmen. Pomeranchuk-Austausch wurde im Zusammenhang mit Diffraktionsstreuung bei Photon-induzierten Prozessen wie Compton Streuung oder Rho-Photoerzeugung eingeführt genauso wie man diesen Begriff bei hadronischen Prozessen zu verwenden pflegte. Dabei wurden aber die alten von der Hadronenphysik bekannten Probleme, die mit der Pomeranchuk Singularität verknüpft sind, auch auf dieses Gebiet übertragen. Die Pomeranchuk Singularität in einer Streuamplitude ist, wie sich nach vielen Jahren der Untersuchung ergeben hat, ein höchst rätselhaftes und komplexes Objekt. Es entspricht bei kleinen Werten für die Impulsübertragung einer Regge-Trajektorie, die flacher

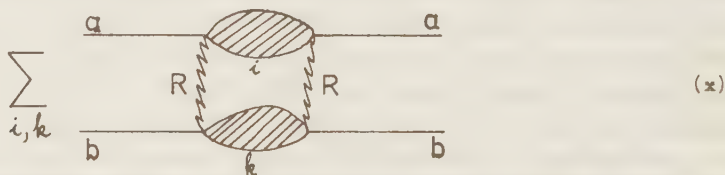
als die der üblichen Teilchentrajektorien verläuft, mit einem Abschnitt $\alpha_P(0)=1$. Diese Trajektorie trägt keine reellen physikalischen Teilchen wie man dies von den "gewöhnlichen" Trajektorien her kennt. Es wäre denkbar, daß wir es bei der Pomeranchuk Singularität mit einem festen Pol in der komplexen Drehimpulsebene zu tun haben - was folglich keinen Shrinkage-Effekt beim differentiellen Wirkungsquerschnitt hervorrufen würde - oder auch als weitere Möglichkeit, mit einem Regge-Schnitt (d.h. einem festen oder Impulsübertrag-abhängigen Schnitt in der komplexen J-Ebene). Die Einführung einer Regge-Beschreibung in Prozesse mit Photonen besitzt aber nicht nur die alten Schwierigkeiten sondern hat neue, spezifisch mit diesen Prozessen verknüpfte Probleme mit sich gebracht. Ein Beispiel ist folgende Schwierigkeit⁽¹⁻⁴⁾. In der orthodoxen Regge-Pol-Beschreibung ist die Crossing-Symmetrie der Amplituden eine fundamentale Voraussetzung um, nach der Sommerfeld-Watson Transformation, die Pole der Koeffizienten der Partialwellenentwicklung im t-Kanal bei komplexen Werten des Drehimpulses j mit der asymptotischen Form der s-Kanal Amplitude in Verbindung zu bringen. Betrachten wir die Pomeranchuk Singularität als einengewöhnlichen Regge-Pol, der z.B. zur asymptotischen Form der Compton Amplitude beiträgt, so stellen wir fest, daß die Helizitätserhaltende Amplitude für den s-Kanal Prozeß $\gamma_p \rightarrow \gamma_p$, wenn man durch Crossing zum t-Kanal übergeht, einen Flip der Photon Helizität um 2 Einheiten bewirkt. Das bedeutet, daß der Wert $j = \alpha_P(t=0) = 1$ für die Vorwärtsstreuung im s-Kanal - d.h. für $t = 0$ - einen sogenannten "nonsense" Wert für den Drehimpuls im t-Kanal entspricht⁽⁵⁾ (d.h. einer Projektion des übertragenen Spins entsprechend einer Helizitätsdifferenz von 2 bei einem Drehimpulswert von $j = \alpha_P(t=0) = 1$ in Einheiten von $\hbar$). Folglich entkoppelt die P -Trajektorie bei $t = 0$ und wegen des optischen Theorems würde dies zu einem verschwindenden asymptotischen totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt führen. Die Pomeranchuk-Trajektorie kann aber ohne weiteres zu photoinduzierten inelastischen Reaktionen wie z.B. Vektor-Meson-Photoerzeugung beitragen, was zu der folgenden widersprüchlichen Ungleichung Anlaß gibt: $\sigma_{inel} > \sigma^{tot}$. Einen Ausweg aus diesem Dilemma bietet die Einführung eines singulären Residuums für die Pomeranchuk Amplitude oder anders ausgedrückt: Die Einführung eines multiplikativen festen Poles in der Compton Amplitude⁽⁶⁾. Diese Methode ist hier gerechtfertigt, da die Unitaritätsrelationen linear in der Feinstruktur-Konstante sind. Bei hadronischen Amplituden ist ein solches Verfahren nicht erlaubt, da die t-Kanal Unitarität das sogenannte Gribov-Pomeranchuk Phänomen verursacht und somit zu einer wesentlichen

Singularität der Amplitude an dieser Stelle führen würde⁽⁷⁾. Da also feste Pole in der Compton Amplitude im Prinzip nicht ausgeschlossen sind, wurde in den letzten Jahren die Frage aufgeworfen, und bisher noch nicht befriedigend beantwortet, ob in der Compton Amplitude eine zusätzliche additive Konstante vorkommt, die einem festen Pol bei $J = 0$ entspricht⁽⁸⁻¹³⁾. Die Motivation liegt im Thomson Limes, der aussagt, daß im Limes unendlich langwelliger Photonen die Amplitude für die Compton Streuung den Wert $-\frac{\alpha}{m}$ annehmen soll, was einem festen Pol in der Amplitude bei $j = 0$ entspricht. Dieser Pol ist unabhängig von der Natur der Pomeranchuk Singularität bei $j = 1$.

Im Laufe der Zeit wurde jedoch deutlich, daß die naive Regge-Pol Beschreibung der Zwei-Teilchen-Prozesse nicht vollständig ist. Man fing an, Schnitte in der komplexen J -Ebene zu berücksichtigen, deren Motivation in der Unitarität lag. Die Tatsache, daß bei hohen Energien viele inelastische Kanäle zur Verfügung stehen, in die ein bestimmter Anfangszustand übergehen kann, reduziert die Wahrscheinlichkeit, daß ein bestimmter Übergang vorkommt. Die Amplituden müssen also entsprechend "absorptiv" korrigiert werden. Eine recht dramatische Bestätigung der Notwendigkeit solcher Absorptionskorrekturen war, um nur ein Beispiel zu nennen, die Photoerzeugung von π^+ -Mesonen an Protonen. Diese Reaktion liefert nämlich ein sehr scharfes Vorwärtsmaximum im differentiellen Wirkungsquerschnitt. Alle Indizien und theoretischen Vorstellungen weisen daraufhin, daß bei kleinen t -Werten, der Ein-Pion-Austausch die wesentliche Rolle spielt. Wegen der Parität verschwindet aber die Ein-Pion-Austausch Amplitude bei $t = 0$. Wo kommt also das Vorwärtsmaximum her? Aus der Interferenz der verschwindenden Pion-Austausch-Amplitude mit einem Pion-Pomeron-Schnitt!⁽¹⁴⁾ Bei der Konstruktion von explizit unitären Regge Amplituden in einem bestimmten Kanal (dem s -Kanal) geht aber die Crossing Symmetrie verloren. Selbstverständlich muß in einer endgültigen Theorie die Crossing-Symmetrie wieder hergestellt werden, indem man in einer vom Modell unabhängigen Weise die Streuamplituden in allen gekreuzten Kanälen unitarisiert. Bis heute ist man aber nur in der Lage, in einem Kanal zu unitarisieren.

Das Ziel dieser Arbeit ist, ein theoretisches Bild für die diffraktive Streuung von Photonen an Hadronen zu entwickeln, das es ermöglicht, den Pomeranchuk Beitrag bei diesen Prozessen besser zu verstehen. Wir werden ein Unitarisierungsverfahren für die Streuamplituden beschreiben⁽¹⁵⁻¹⁸⁾, das automatisch einen Pomeranchuk Beitrag (P) liefern wird. Dieser P -Beitrag, so möchten wir betonen, ist eine Konsequenz der Unitarisierung und kein separat postuliertes Gebilde.

Im zweiten Kapitel stellen wir das nötige theoretische Werkzeug bereit. Es wird kurz über die Fourier-Bessel-Stoßparameter Darstellung⁽¹⁹⁾ berichtet, die den adäquaten Rahmen für die Beschreibung der hochenergetischen diffraktiven Streuung darstellt. Ferner wird ein K-Matrix Ansatz^(20,21) für die Stoßparameter Koeffizienten eingeführt. Das Bild, welches sich daraus ergibt, ist besonders suggestiv. Es stellt sich nämlich heraus, daß die Pomeranchuk Singularität bei kleinen Winkeln einer Doppelstreuung entspricht, wo in jedem einfachen Streuprozess eine gewöhnliche Regge-Trajektorie ausgetauscht wird. Obwohl ein doppelter Regge Austausch einem Regge-Schnitt mit tieferem Achsenabschnitt entspricht, d.h. einer stärker gedämpften s-Abhängigkeit als bei einfachem Regge-Austausch, kann eine s-abhängige Summe solcher Schnitte jedoch einen asymptotisch konstanten Term ergeben. Dies ist im wesentlichen der Effekt des Unitarisierungsverfahrens. Es erzeugt nämlich eine Summe doppelter Regge-Austausch-Amplituden der Art



wobei in den Zwischenzuständen alle möglichen Resonanzen auftreten können, die mit den Quantenzahlen der einlaufenden Teilchen, der ausgetauschten Trajektorie R und mit der Energieerhaltung verträglich sind. Die Quantenzahlen im t -Kanal, die im ersten Schritt ausgetauscht werden, werden im zweiten Schritt wieder zurücktransferiert derart, daß bei den durch (x) beschriebenen Doppelstreuungen keine Quantenzahlen zwischen den Stoßpartnern übertragen werden und es daher berechnet ist, von einem "Vakuum" Austausch, d.h. einem Pomeranchuk Austausch, zu sprechen.

Da, wie man sieht, die aus (x) aufgebaute Pomeranchuk Singularität ein s -Kanal Phänomen ist, und keinem Crossing-symmetrischen gewöhnlichen Regge-Pol-Term im t -Kanal entspricht, trifft das oben aufgeführte Argument für den multiplikativen festen Pol in der Compton Amplitude nicht zu. Ferner sieht man, daß die $\mathbb{P}$ -Singularität bei Photoerzeugungsprozessen genauso aufgebaut wird, wie bei der Amplitude für die Compton-Streuung am Nukleon, so daß kein künstlicher Unterschied in der Kopplung der Pomeranchuk Singularität bei den verschiedenen Photoprozessen vorkommt. Mit Hilfe dieses K-Matrix-Vielfachstreu-Formalismus werden wir weiter die Amplituden für elastische und inelastische Compton Streuung, wie z.B.

$\gamma + N \rightarrow \gamma + N^*$ und für Photoerzeugungsprozesse, wie etwa $\gamma + N \rightarrow V + N$ ($V = \rho^0, \omega^0, \phi^0, \dots$) bzw. $\gamma + N \rightarrow V + N^*$, ableiten. In diesem zweiten Kapitel

werden wir Komplikationen, die vom Spin herrühren, vernachlässigen. Eine Verallgemeinerung auf Teilchen mit Spin wird erst im dritten Kapitel unternommen.

Wir haben oben γ -Strahlen mit π -Meson-Strahlen verglichen. Hier ist aber ein Unterschied von großer Bedeutung zu beachten. Photonen sind Spin 1 Objekte. Das bedeutet einen großen Vorteil gegenüber Experimenten mit Pi-Mesonen, denn Streuexperimente mit linear polarisierten Photonen ergeben wertvolle Informationen über den Produktionsmechanismus in Photon-induzierten Prozessen. Eine äquivalente Information bei Pi-induzierten Streuprozessen würde polarisierte Targets erfordern. Da wir bei der Photoerzeugung von Vektor-Mesonen experimentelle Information über die Spin Struktur besitzen⁽²²⁾, ist es von besonderem Interesse, einen Helizitätsformalismus zu entwickeln, der es uns ermöglicht, diese Aspekte theoretisch zu berücksichtigen. Die verschiedenen Helizitätsamplituden für die Compton-Streuung an Nukleonen sowie die Vektor-Meson-Photoproduktion werden in diesem dritten Kapitel abgeleitet.

Kapitel IV ist der phänomenologischen Analyse der Compton-Streuung an Protonen bzw. Neutronen und der Vektor-Meson-Photoerzeugung gewidmet. Unsere Analyse der Compton Streuung sieht von Spinkomplikationen ab, da für diesen Prozeß keine hinreichende Information über die Helizitätsstruktur vorhanden ist. Bei Rho, Omega und Phi-Photoerzeugung haben wir die Spin-Struktur der Amplituden berücksichtigt und insbesondere die Hypothese der Helizitätserhaltung im s-Kanal bei hohen Energien untersucht.

Im Kapitel V wird der Zusammenhang unserer Beschreibung der Photoprozesse mit der üblichen Vektor-Meson-Dominanz Hypothese⁽²³⁾ hergestellt. Die Arbeit schließt mit einer zusammenfassenden Diskussion (Kapitel VI).

II. Stoßparameter Darstellung und K-Matrix Formalismus

1. Die Eikonal Näherung

Die formale Lösung für die Streuung an einem Potential $V(r)$ lautet im Limes $r \rightarrow \infty$:

$$\Psi_k(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + \frac{e^{ikr}}{r} f(k, k') \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet^{x)}

$$f(k, k') = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}') \Psi_k(\vec{r}') d^3r', \quad \vec{k}' = \vec{k} \frac{\vec{r}}{r} \quad (2.2)$$

die Streuamplitude.

$V(r)$ soll ein im Raum beschränktes Potential mit Reichweite a sein.

Wenn das gestreute Teilchen eine so hohe kinetische Energie besitzt, daß $\frac{V}{E} \ll 1$, d.h. $ka \gg 1$, gilt, ist die Wellenfunktion $\Psi_k(\vec{r})$ im Potentialbereich durch das Eikonal gegeben - in voller Analogie zur Optik, wenn eine Lichtwelle ein Medium durchdringt, in dem sich der Brechungsindex über Entfernungen von der Größenordnung der Wellenlänge nur geringfügig ändert. In diesem Falle gilt:

$$\Psi_k(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{i\chi(\vec{r})} \quad (2.3)$$

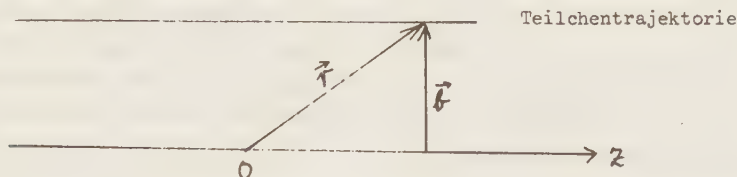
wobei

$$\chi(\vec{r}) = -\frac{1}{2k} \int_{-\infty}^z dz' V(x, y, z')$$

das Eikonal bzw. die Streuphase bedeutet, die sich als Integral über das Streupotential, genommen längs der z -Richtung, d.h. der Richtung des einlaufenden Teilchens, darstellen läßt. Die Annahme einer Parallele zur Einschussrichtung als Integrationsbereich bedeutet wiederum eine Näherung, da die "echte" Trajektorie natürlich infolge der Streuung etwas von der z -Richtung

x) Hier ist $\vec{k} = c = 1$ und wir haben im Potential $V(r)$ einen Faktor $2m$ absorbiert, so daß der Faktor $2m/\hbar^2$, der sonst in Gl. (2.2) vorkommen würde, gleich 1 ist.

abweicht. Aus diesen Überlegungen ergibt sich folgendes Bild für das Streugeschehen:



Der Stoßparameter b ist der Abstand der Trajektorie des Projektils von der z-Achse. In der Stoßparameter-Darstellung lautet die Streuamplitude:

$$f(k, k') = -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(k' - k)(\vec{r} + z\vec{n})} V(\vec{r} + z\vec{n}) e^{i\chi(\vec{r}, z)} d^3r dz \quad (2.4)$$

wobei $\vec{n}$ einen Einheitsvektor in z-Richtung bezeichnet. Nach Ausführen der Integration über z ergibt sich aus Gl. (2.4)

$$f(k, k') = -\frac{k}{2\pi i} \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \left\{ 1 - e^{i\chi(\vec{r})} \right\} d^2r \quad (2.5)$$

mit $\chi(\vec{r}) := \chi(\vec{r}, \infty)$ und $\vec{q} = k - k'$

Bei einem kugelsymmetrischen Potential vereinfacht sich dieser Ausdruck zu:

$$f(k, k') = ik \int_0^\infty b db J_0(qb) \left\{ 1 - e^{i\chi(b)} \right\}, \quad (2.6)$$

wobei $J_0(x)$ die nullte Bessel-Funktion bezeichnet. Dies ist die Glauber'sche Form für die Streuamplitude⁽¹⁹⁾. Diese Formel ist nur für hochenergetische Streuung bei kleinem Streuwinkel gültig. Größere Winkel entstehen in dieser Beschreibung durch mehrfache Streuung.

Entwickelt man nun die Funktion $e^{i\chi(b)}$, so bekommt man die Glauber'sche Vielfachstreuereihe, deren erster Term die Born'sche Näherung darstellt. Die Streuung wird in diesem Bilde nach einfacher, doppelter, dreifacher, usw. Wechselwirkung mit dem Potential unterteilt. Obwohl sich der Glauber-Formalismus von großem Nutzen in der Beschreibung der niederenergetischen Streuung von Nukleonen und Pionen an Atomkernen erwiesen hat (z.B. π d-Streuung) hat er gewisse Nachteile bei der Beschreibung von relativistischen Prozessen wo zusätzlich Teilchen erzeugt und vernichtet werden, was in einem Potentialbild

nicht unmittelbar darstellbar ist. Man spricht von "Absorption" infolge des Auftretens vieler inelastischer Kanäle. Diese Absorption kann man in den Formalismus phänomenologisch mit Hilfe eines komplexen Potentialansatzes berücksichtigen. Es gibt jedoch eine zweite Beschreibungsmöglichkeit für hochenergetische Streuung, die sich in natürlicherer Weise auf Absorptionsvorgänge verallgemeinern läßt, und die nicht unmittelbar auf dem Begriff eines Streupotentials basiert.

2. Der Blankenbecler-Goldberger Formalismus

Eine zur Glauber'schen Lösung äquivalente Lösung des Streuproblems ist durch

$$f(k, \theta) = \int_0^{\infty} b db J_0(2kb \sin \frac{\theta}{2}) n(b) \left[1 - \frac{i}{2k} n(b) \right]^{-1} \quad (2.7)$$

mit

$$n(b) = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dz V(b, z) = k \chi(b)$$

gegeben⁽²⁴⁾.

Entwickelt man den Nenner in Gl. (2.7) und vergleicht mit der analogen Entwicklung des Exponenten von Gl. (2.6) so ergibt sich Übereinstimmung der Streureihen bis einschließlich dem Doppelstreuterm für $n(b) = k \chi(b)$. $n(b)$ spielt also (bis auf den Faktor $1/k$) hier die Rolle des Bornterms in der Stoßparameter Darstellung.

Beide Lösungen sind unitär für reelle $n(b)$ bzw. $\chi(b)$ bei großen Energien.

Im allgemeinen erfüllt eine Amplitude

$$f(k, \theta) = \int_0^{\infty} b db J_0(2kb \sin \frac{\theta}{2}) h(b, k) \quad (2.8)$$

die elastische Unitarität bis zur Ordnung $1/k^2$ automatisch, wenn

$$\text{Im } h(b, k) = \frac{1}{2k} h^*(b, k) h(b, k) \left[1 + O(1/k^2) \right] \quad (2.9)$$

gilt. Die Diagonalität in b , die die Gl. (2.9) ausdrückt, ist nur im Hochenergiebereich gültig. D.h. bei hohen Energien erfüllt $h(b, k)$ eine analoge Relation wie die Partialwellenamplituden, die bekanntlich diagonal in l sind

wegen der Orthogonalität der Kugelfunktionen. Bei hohen Energien aber ist es jedoch nicht mehr möglich, die Absorption auszuschließen, da im allgemeinen viele inelastische Kanäle offen sind. Es müssen folglich in den Unitaritätsrelationen auch inelastische Übergänge berücksichtigt werden.

Im Glauber'schen Ansatz wird dies durch eine komplexe Eikonalphase $\chi(b)$ bewirkt, welche die Dämpfung der elastischen Welle im Potentialgebiet beschreibt. Die Verallgemeinerung auf Prozesse mit Absorption oder genauer gesagt auf den relativistischen Vielkanalfall (auf den wir weiter unten noch im Detail zurückkommen werden) wird in der Blankenbecler-Goldberger-Version mit einem N/D Ansatz für die Fourier-Bessel Amplitude $h(b,s)$ erreicht:

$$f(k,0) = \int_0^{\infty} b db \int_0^{\pi} (2k b \sin \frac{\theta}{2}) \frac{N(b,s)}{D(b,s)} \quad (2.10)$$

mit

$$D(b,s) = 1 - \int_0^{\infty} \frac{ds'}{\pi} \frac{1}{2\sqrt{s'}} \frac{\text{Re } N(b,s')}{s' - s - i\epsilon}$$

oder nach der Integration

$$D(b,s) = 1 - \frac{i}{2k} N(b,s)$$

Hier ist s die übliche Mandelstam Variable ($\sqrt{s}$ = Gesamtenergie im Schwerpunktsystem).

In Gl. (2.10) beschreibt $\text{Im } N(b,s)$ die Absorption.

In dieser dispersions-theoretischen Darstellung der Amplitude liegt der Vorteil gegenüber der üblichen Eikonaldarstellung. Sie ist geeigneter um relativistische Hochenergie Prozesse zu behandeln. In diesen Ansätzen werden die Auswirkungen der inelastischen Kanäle auf die elastische Streuung global durch $\text{Im } N(b,s)$ berücksichtigt. Eine Alternative zu einem optischen Potential à la Glauber bzw. zu $\text{Im } N(b,s) \neq 0$ wäre ein expliziter Vielkanal-Formalismus, der alle Kanäle, die in der Unitaritätsgleichung

$$J_m \quad i \quad \text{---} \quad f = \sum_n i \quad \text{---} \quad n \quad \text{---} \quad f$$

eingehen, in gleicher Weise berücksichtigen würde.

Ähnlich wie bei der elastischen Unitarität (vgl. Gl. (2.9)), gilt bei hohen Energien⁽²⁵⁾

$$\sum_m h_{if}(b, s) = \sum_n h_{in}(b, s) \varrho_n h_{nf}^*(b, s) \quad (2.11)$$

für die Fourier-Bessel-Koeffizienten^(x). ϱ_n ist hier ein Phasenraumfaktor für den Zwischenzustand n.

Für die elastische Streuung gilt bei geeigneter Normierung der Stoßparameter-Koeffizienten die folgende Unitaritätsrelation:

$$\frac{1}{2i} \left[\gamma^{(1)}(b, s) - \gamma^{(1)*}(b, s) \right] = \gamma^{(1)}(b, s) \gamma^{(1)*}(b, s) + \sum_{j=1}^{n(s)} \gamma_j^{(2)}(b, s) \gamma_j^{(2)*}(b, s) + h^{(1)}(b, s). \quad (2.12)$$

Hier ist $\gamma^{(1)}(b, s)$ die elastische Amplitude im Stoßparameter-Bild. Der zweite Summand auf der rechten Seite kennzeichnet den Beitrag der Quasi-Zweiteilchen-Zustände zur Unitarität^(xx). $n(s)$ ist die Anzahl dieser Zustände bei der

C.M.-Energie $\sqrt{s}$. Der letzte Term auf der rechten Seite stellt den Beitrag der n-Teilchen ($n > 2$) Zwischenzustände dar. Die beiden letzten Terme auf der rechten Seite von (2.12) entsprechen in unserer früheren Formulierung dem Imaginärteil der Eikonol-Phase bzw. der $N(b, s)$ -Funktion und werden üblicherweise "overlap"-Funktion genannt⁽²⁶⁾. Im allgemeinen sind diese Terme von sehr komplizierter Natur und ihre Wirkung wird durch einen pauschalen-phänomenologischen Ansatz repräsentiert. Wir wollen jedoch diesen Gesichtspunkt nicht weiter verfolgen, sondern möglichst bei einer expliziten Vielkanalbeschreibung bleiben und einen Blankenbecler-Goldberger Ansatz des Typs $N/1-iN$ verwenden, der automatisch die Unitarität bei hohem s befriedigt.

(x) Auf der rechten Seite von (2.11) ist nur der leitende Term in s angegeben. Die Korrekturterme verschwinden wie $1/s$ verglichen mit dem leitenden Term.

(xx) Der Phasenraumfaktor ist hier ungefähr 1 in der Annahme, daß die erzeugten Massen immer einen kleinen Bruchteil der gesamten CM-Energie darstellen.

Dazu setzen wir

$$\eta(b,s) = N(b,s) \left[1 - i N(b,s) \right]^{-1} \quad (2.13)$$

wo $N(b,s)$ eine hermitesche Kanal-Matrix bedeutet. Wir werden weiter annehmen, daß wir einen Satz von $n(s)$ Quasi-Zweiteilchen-Zuständen finden können, so daß Gleichung (2.12) mit $h^{(1)}(b,s) \approx 0$ ungefähr erfüllt ist. Mit dieser zwei "Cluster"-Annahme befreien wir uns von komplizierten Vielteilchen-Phasenraum-Integrationen. Die Matrix $\eta(b,s)$, nur aus Amplituden für Quasi-Zweiteilchenreaktionen aufgebaut, befriedigt dann die folgende Unitaritätsgleichung in Matrixform

$$\frac{1}{2i} \left(\eta(b,s) - \eta(b,s)^{\dagger} \right) = \eta(b,s) \cdot \eta(b,s)^{\dagger} \quad (2.14)$$

wie leicht zu sehen ist.

Um dimensionslose Amplituden $f(s,t)$ zu erhalten, multiplizieren wir die ursprüngliche Amplitude mit $2\pi s$ und definieren im spinlosen Fall die unitarisierten Streuamplituden als Fourier-Bessel-Transformierte der Matrixelemente von $\eta(b,s)$ d.h.

$$f(s,t) = 2\pi s \int_0^{\infty} b db \eta(b,s) J_0(b\sqrt{-t}) \quad (2.15)$$

Durch Umkehren der Fourier-Bessel-Transformation erhalten wir:

$$\eta(b,s) = \frac{1}{2\pi s} \int_0^{\infty} x dx f(s,-x^2) J_0(bx) \quad (2.16)$$

In dieser Normierung drückt sich z.B. der totale und der differentielle Wirkungsquerschnitt folgendermaßen aus:

$$\frac{1}{2} q \sqrt{s} \sigma_T(s) = \text{Im} f^{(1)}(s, t=0) \quad (2.17)$$

bzw.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi q^2 s} \left| f(s,t) \right|^2 \quad (2.18)$$

wobei $f^{(1)}(s,t)$ die elastische Amplitude bedeutet.

3. Die K-Matrix Beschreibung der Photoamplituden

Auch für Prozesse, bei denen Photonen beteiligt sind, gehen wir von der Stoßparameter-Darstellung (2.15) der Streuamplitude aus⁽¹⁸⁾. Der Fourier-Bessel-Koeffizient wird durch (2.16) gegeben. Dabei ist b der Stoßparameter und $\eta(b,s)$ das Hochenergie-Analogon zur Partialwellenamplitude bzw. Multipolamplitude (im Augenblick vernachlässigen wir jedoch den Spin des Photons und verschieben alle Erörterungen, die mit definierten Polarisationszuständen zu tun haben, auf das folgende Kapitel).

Der elastische Kanal $\gamma p \rightarrow \gamma p$ oder $\gamma n \rightarrow \gamma n^{(x)}$ wird wie bisher mit $f^{(1)}(s,t)$ bzw. $\eta^{(1)}(b,s)$ bezeichnet. Unser s-Kanal-Unitarisierungsverfahren mittels der Impakt-Parameter-Koeffizienten liefert für $f^{(1)}(s,t)$ bei großen Werten für s und kleinen Werten für t eine Darstellung für die Amplitude der Compton-Streuung am Proton.

Wie wir schon gesehen haben, erfüllen die Fourier-Bessel-Koeffizienten $\eta(b,s)$ in der verwandten Quasi-Zweiteilchen Formulierung in leitender Ordnung in s die folgenden Unitaritätsrelationen:

$$\frac{1}{2i} \left(\eta(b,s) - \eta(b,s)^{\dagger} \right) = \eta(b,s) \cdot \eta(b,s)^{\dagger} \left[1 + O(1/s) \right] \quad (2.19)$$

wobei $\eta(b,s)$ nun eine Matrix darstellt, deren Elemente in der ersten Zeile die Amplituden für alle möglichen Übergänge aus dem Anfangszustand γp sind.

Die explizite Form dieser Matrix für die Übergänge zwischen allen bei einer bestimmten großen aber festen Energie gekoppelten Quasi-Zweiteilchen-Kanäle lautet:

(x) Um spezifisch zu sein, werden wir alle folgenden Überlegungen für die Compton-Streuung am Proton durchführen. Die Erweiterung auf die Compton-Streuung am Neutron erfolgt später.

$$\gamma(b,s) = \begin{pmatrix} \gamma^{(1)}(b,s) & \gamma_{\alpha}^{(2)}(b,s) & \gamma_p^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(1)}(b,s) & \gamma_1^{(2)}(b,s) & \gamma_2^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_2(s)}^{(2)}(b,s) \\ \gamma_{\alpha}^{(2)}(b,s) & \gamma_{\alpha}^{(3)}(b,s) & \gamma_{\alpha p}^{(3)}(b,s) & \dots & \gamma_{\alpha 1}^{(2)}(b,s) & \gamma_{\alpha 2}^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{\alpha n_2(s)}^{(2)}(b,s) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \gamma_{n_1(s)}^{(1)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(3)}(b,s) & \gamma_{n_1(s)}^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(2)}(b,s) \\ \gamma_1^{(2)}(b,s) & \gamma_{\alpha 1}^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(3)}(b,s) & \gamma_1^{(3)}(b,s) & \gamma_{12}^{(3)}(b,s) & \dots & \gamma_{1 n_2(s)}^{(3)}(b,s) \\ \gamma_2^{(2)}(b,s) & \gamma_{\alpha 2}^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(2)}(b,s) & \gamma_{12}^{(3)}(b,s) & \gamma_2^{(3)}(b,s) & \dots & \gamma_{2 n_2(s)}^{(3)}(b,s) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \gamma_{n_2(s)}^{(2)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(2)}(b,s) & \gamma_{1 n_2(s)}^{(3)}(b,s) & \gamma_{1 n_2(s)}^{(3)}(b,s) & \dots & \gamma_{n_2(s)}^{(3)}(b,s) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Die Untermatrix in der oberen linken Ecke enthält i) die elastische Amplitude, d.h. den Fourier-Bessel-Koeffizienten für den Prozeß $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$, die wir mit $\gamma^{(1)}(b,s)$ bezeichnen, ii) die Amplituden $\gamma_{\alpha}^{(2)}(b,s)$ $\alpha = 1, 2, \dots, n_1(s)$, die inelastischen Compton Prozesse der Art $\gamma + p \rightarrow \gamma + N^{*(+)}$ beschreiben, wobei $N^{*(+)}$ ein angeregter Baryon Zustand mit positiver Ladung ist, iii) Übergänge des Typs $\gamma + N_{\alpha}^{*} \rightarrow \gamma + N_{\alpha'}^{*}$, $\alpha, \alpha' = 1, \dots, n_1(s)$ werden durch die Amplituden $\gamma_{\alpha\alpha'}(b,s)$ beschrieben, iv) die Amplituden $\gamma_{\alpha}^{(3)}(b,s)$ schließlich sollen die elastischen Übergänge vom Typ $\gamma + N_{\alpha}^{*} \rightarrow \gamma + N_{\alpha}^{*}$ repräsentieren.

Die Untermatrizen oben rechts bzw. unten links in (2.20) (zueinander transponiert wegen Zeitumkehrinvarianz) beschreiben Photoerzeugungsprozesse, d.h. Reaktionen der Art $\gamma + p \rightarrow V_i + p$, $\gamma + p \rightarrow V_i + N_K^{*}$ und $\gamma + N_{\alpha}^{*} \rightarrow V_i + N_K^{*}$. Die sogenannten "Einfach" bzw. "Zweifach" diffraktiven Dissoziations-Prozesse (diffraction dissociation) in denen V_i bzw. N_K^{*} dieselben Quantenzahlen wie Photon bzw. Proton haben, sind eine Unterklasse dieser mit $\gamma_j^{(2)}(b,s)$ bezeichneten und mit $j = 1, \dots, n_2(s)$ durchnummerierten Prozesse. Rho-Photoerzeugung ist ein Beispiel einer diffraktiven Reaktion dieser Art.

Die vierte Untermatrix ist aus rein hadronischen Übergangsamplituden aufgebaut.

Bezüglich der Kopplungsstärke hat die Matrix $\eta(b,s)$ mit $\gamma_p \rightarrow \gamma_p$ als elastischem Kanal, folgende Struktur:

$$\begin{pmatrix} \sim e^2 & \sim e \\ \sim e & \text{hadronisch} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

wobei e die elektromagnetische Kopplungskonstante ist.

Die Unitaritätsrelationen (2.19) können nun automatisch erfüllt werden, indem man folgende Vielkanal K-Matrix Parametrisierung einführt:

$$\eta(b,s) = N(b,s) \cdot [1 - i N(b,s)]^{-1} \quad (2.22)$$

Die Unitarität verlangt, daß die Matrix $N(b,s)$ hermitesch ist. Wegen Zeitumkehrinvarianz der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung ist $N(b,s)$ ferner symmetrisch, also eine Matrix reeller Größen. Die Bezeichnung der einzelnen Kanäle in der Matrix $N(b,s)$ ist genauso wie bei $\eta(b,s)$. Unsere Aufgabe ist es nun, eine Matrix $N(b,s)$ als "input" zu konstruieren. Wir werden die Matrix $N(b,s)$ als eine Kanalmatrix von Born-Termen auffassen. Diese Born-Terme werden wir mit den Fourier-Bessel-Transformierten von gewöhnlichen Regge-Austausch-Termen identifizieren. Diese Beiträge entsprechen dem Austausch im t-Kanal einer austauschentarteten (wegen der Realitätsbedingung der Born-Terme) mesonischen Trajektorie R mit Interzept der Größenordnung $\alpha_R(0) = 0.5$ und Steigung $\alpha'_R = 1 \text{ GeV}^{-2}$. Eine derartige Trajektorie R kann mit der Teilchen-Trajektorie g^0-A_2 und ω^0-f^0 identifiziert werden. Die Forderung nach strikter Austauschentartung kann jedoch später nach der Unitarisierung gelockert werden.

Wir nehmen als allgemeinen Ausdruck für die Matrix $N(b,s)$ die Fourier-Bessel-Transformierte einer mittleren mesonischen Trajektorie, aus der wir durch Iteration den sogenannten Pomeranchuk Anteil für die elastische Streuung bzw. die Diffraktions-Dissoziationsprozesse als Folge der Unitarisierung im s-Kanal aufbauen werden, d.h.

$$N(b, s) = \frac{\beta}{2\pi s} \int_0^{\infty} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.5 - \alpha' x^2} J_0(bx) x dx \quad (2.23)$$

wobei s_0 eine feste Bezugsgröße (Energieskala) und β eine Matrix von konstanten Residuen ist.

Die Transformation liefert

$$N(b, s) = \frac{1}{\sqrt{s/s_0}} \beta I_0(b, s) \quad (2.24)$$

mit $I_0(b, s) = \frac{1}{2\pi s_0} \frac{e^{-b^2/4g}}{2g}$ und $g = \alpha' \log s/s_0$
 Als nächstes schreiben wir

$$N(b, s) = \left(\begin{array}{c|c} e^2 \bar{N}_A(b, s) & e \bar{N}_B(b, s) \\ \hline e \tilde{\bar{N}}_B(b, s) & N_{had}(b, s) \end{array} \right) \quad (2.25)$$

indem wir die entsprechenden e-Faktoren herausgezogen haben; e^2 für elastische und inelastische Compton-Streuung, und e für Photoerzeugungsprozesse. Die Untermatrizen $N_A(b, s)$, $N_B(b, s)$ und $N_{had}(b, s)$ werden genauso indiziert wie die Untermatrizen von $N(b, s)$. Zum Beispiel werden die Born-Terme für die Photoerzeugungskanäle (Target Proton nicht angeregt) mit $N_j^{(2)}(b, s) = e \bar{N}_j(b, s)$, $j = 1, 2, \dots, n_2(s)$ bezeichnet. Wir können dies graphisch in folgender Weise darstellen

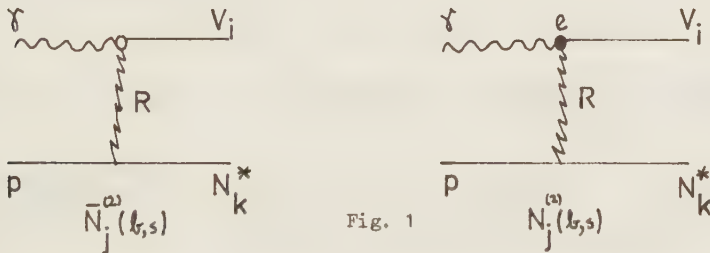


Fig. 1

Der leere Kreis deutet darauf hin, daß die Kopplungskonstante e aus der Amplitude herausfaktoriert worden ist. In ähnlicher Weise schreiben wir für elastische bzw. inelastische Compton-Prozesse (proportional zu e^2)

$N^{(1)}(b,s) = e^{2\bar{N}^{(1)}(b,s)}$ bzw. $N_{\alpha}^{(2)}(b,s) = e^{2\bar{N}_{\alpha}^{(2)}(b,s)}$, $\alpha = 1, 2, \dots, n_1(s)$.

Die Born-Terme für die Übergänge zwischen verschiedenen angeregten Kanälen werden als $B_{\alpha\alpha'}(b,s) = e^2 \bar{B}_{\alpha\alpha'}(b,s)$, $B_{\alpha j}(b,s) = e \bar{B}_{\alpha j}(b,s)$ und $B_{jj}(b,s)$ geschrieben. Schließlich bezeichnen wir die elastischen Reaktionen zwischen angeregten Kanälen mit $N_{\alpha}^{(3)}(b,s) = e^2 \bar{N}_{\alpha}^{(3)}(b,s)$ und $N_j^{(3)}(b,s)$ wo α von 1 bis $n_1(s)$ und j von 1 bis $n_2(s)$ läuft.

Im nächsten Schritt wollen wir die Matrix $[1 - iN(b,s)]^{-1}$ berechnen. Da wir die elektromagnetische Kopplungskonstante herausgezogen haben, werden wir die gestrichenen Amplituden wie Born-Terme der starken Wechselwirkung behandeln. Wir nehmen weiter an, daß $\bar{B}_{\alpha\alpha'}(b,s)$, $\bar{B}_{\alpha j}(b,s)$ und $B_{jj'}(b,s)$ klein verglichen mit den $N_{\alpha}^{(2)}$'s und $\bar{N}_j^{(2)}$'s sind, so daß bei der Inversion der Matrix $[1 - iN(b,s)]$ quadratische und höhere Ordnungen in den B-Amplituden vernachlässigt werden können^(15,17). Eine Begründung dafür liegt in der experimentellen Tatsache, daß bei rein hadronischen Reaktionen (z.B. Proton-Proton Streuung) die Diffraktion-Dissoziationsprozesse, die in diesem Formalismus wie wir noch sehen werden, wesentlich durch die B-Amplituden bestimmt werden (im Gegensatz zu dem elastischen Übergang), erheblich kleinere Wirkungsquerschnitte besitzen als die elastischen Prozesse. Explizit heißt dies:

$$B_{jj'}(b,s) < \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s) \quad (2.26)$$

Die Gleichung:

$$\eta(b,s) [1 - iN(b,s)] = N(b,s) \quad (2.27)$$

liefert folgende Ausdrücke für die Compton (elastisch und inelastisch) bzw. Photoproduktion-Amplituden in der Stoßparameter-Darstellung:

$$\eta^{(1)}(b,s) = e^2 \frac{\bar{N}^{(1)}(b,s)}{A^{(1)}(b,s)} + ie^2 \sum_{\alpha=1}^{n_1(s)} \frac{\eta_{\alpha}^{(1)}(b,s) \bar{N}_{\alpha}^{(2)}(b,s)}{A^{(1)}(b,s)} + ie^2 \sum_{j=1}^{n_2(s)} \frac{\eta_j^{(1)}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s)}{A^{(1)}(b,s)} \quad (\text{elastische Compton-Amplitude}) \quad (2.28)$$

$$\eta_{\alpha}^{(2)}(b,s) = e^2 \frac{\bar{N}_{\alpha}^{(2)}(b,s)}{A_{\alpha}^{(2)}(b,s)} + ie^2 \frac{\eta^{(1)}(b,s) \bar{N}_{\alpha}^{(2)}(b,s)}{A_{\alpha}^{(2)}(b,s)} + ie^2 \sum_{\beta \neq \alpha}^{n_1(s)} \frac{\eta_{\beta}^{(1)}(b,s) \bar{B}_{\alpha\beta}(b,s)}{A_{\alpha}^{(2)}(b,s)} + ie^2 \sum_{j=1}^{n_2(s)} \frac{\eta_j^{(1)}(b,s) B_{j\alpha}(b,s)}{A_{\alpha}^{(2)}(b,s)} \quad (\text{inelastische Compton-Amplituden, } \alpha = 1, 2, \dots, n_1(s)) \quad (2.29)$$

und

$$\eta_j^{(2)}(b,s) = e \frac{\bar{N}_j^{(2)}(b,s)}{A_j^{(1)}(b,s)} + i e \frac{\eta_j^{(1)}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s)}{A_j^{(3)}(b,s)} + i e \sum_{\alpha=1}^{n_1(s)} \frac{\eta_\alpha^{(2)}(b,s) \bar{B}_{\alpha j}(b,s)}{A_j^{(3)}(b,s)} + i \sum_{j' \neq j}^{n_2(s)} \frac{\eta_{j'}^{(2)}(b,s) B_{jj'}(b,s)}{A_j^{(3)}(b,s)} \quad (2.30)$$

(Photoerzeugungsamplituden, $j = 1, 2, \dots, n_2(s)$)^(x)

mit

$$\begin{aligned} A^{(1)}(b,s) &= 1 - i e^2 \bar{N}^{(1)}(b,s) \\ A_\alpha^{(3)}(b,s) &= 1 - i e^2 \bar{N}_\alpha^{(3)}(b,s) \quad \alpha = 1, 2, \dots, n_1(s) \\ A_j^{(3)}(b,s) &= 1 - i N_j^{(3)}(b,s) \quad j = 1, 2, \dots, n_2(s) \end{aligned}$$

Mit der Beschränkung auf Terme der Ordnung e^2 bzw. e erhalten wir

$$\eta^{(1)}(b,s) = e^2 \frac{\bar{N}^{(1)}(b,s)}{A^{(1)}(b,s)} + i e^2 \sum_{j=1}^{n_2(s)} \frac{\bar{N}_j^{(2)}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s)}{A^{(1)}(b,s) A_j^{(3)}(b,s)} - e^2 \sum_{j+j'}^{n_2(s)} \frac{\bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s) B_{jj'}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s)}{A^{(1)}(b,s) A_j^{(3)}(b,s) A_{j'}^{(3)}(b,s)} \quad (2.31)$$

$$\eta_\alpha^{(2)}(b,s) = e^2 \frac{\bar{N}_\alpha^{(2)}(b,s)}{A_\alpha^{(3)}(b,s)} + i e^2 \sum_{j=1}^{n_1(s)} \frac{\bar{B}_{j\alpha}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s)}{A_\alpha^{(3)}(b,s) A_j^{(3)}(b,s)} \quad ; \quad \alpha = 1, 2, \dots, n_1(s) \quad (2.32)$$

$$\eta_j^{(2)}(b,s) = e \frac{\bar{N}_j^{(2)}(b,s)}{A_j^{(3)}(b,s)} + i e \sum_{j+j'}^{n_2(s)} \frac{B_{jj'}(b,s) \bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s)}{A_j^{(3)}(b,s) A_{j'}^{(3)}(b,s)} \quad ; \quad j = 1, 2, \dots, n_2(s) \quad (2.33)$$

Wir nehmen nun weiter an, daß alle elastischen Prozesse von vergleichbarer Stärke sind, d.h., $N_j^{(3)}(b,s) = \bar{N}_\alpha^{(3)}(b,s) = \bar{N}^{(1)}(b,s)$ für alle j und α . Daher ist $A_\alpha^{(3)}(b,s) \approx A_j^{(3)}(b,s) \approx A^{(3)}(b,s)$ unabhängig von α bzw. j . Damit gilt für die elastischen bzw. inelastischen Compton-Amplituden in leitender Ordnung in e^2 :

$$\eta^{(1)}(b,s) = e^2 \bar{N}^{(1)}(b,s) + i e^2 \frac{1}{A^{(3)}(b,s)} \sum_{j=1}^{n_2(s)} \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s) - e^2 \frac{1}{[A^{(3)}(b,s)]^2} \sum_{j+j'}^{n_2(s)} \bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s) B_{jj'}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \quad (2.34)$$

$$\eta_\alpha^{(2)}(b,s) = e^2 \bar{N}_\alpha^{(2)}(b,s) + i e^2 \frac{1}{A^{(3)}(b,s)} \sum_{j=1}^{n_1(s)} \bar{B}_{j\alpha}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s)$$

^(x) Die verschiedenen Endzustandskanäle $V_i + N_K^{*+}$ sind mit einem Index j durchnummeriert.

wobei

$$e^2 \frac{\bar{N}^{(1)}(b,s)}{A^{(1)}(b,s)} = e^2 \bar{N}^{(1)}(b,s) + O(e^4)$$

und

$$e^2 \frac{\bar{N}_\alpha^{(2)}(b,s)}{A^{(3)}(b,s)} = e^2 \bar{N}_\alpha^{(2)}(b,s) + O(e^4)$$

verwandt wurde.

Für die Photoerzeugungsamplituden gilt in leitender Ordnung in e

$$\eta_j^{(2)}(b,s) = e \frac{\bar{N}_j(b,s)}{A^{(1)}(b,s)} + ie \frac{1}{[A^{(3)}(b,s)]^2} \sum_{j'=1}^{n_2(s)} B_{jj'}(b,s) \bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s) \quad (2.35)$$

Für die in (2.34) und (2.35) auftretenden Summen führen wir die Bezeichnungen

$$\begin{aligned} \bar{C}(b,s) &\equiv \sum_{j=1}^{n_2(s)} [\bar{N}_j^{(2)}(b,s)]^2 \\ \bar{D}(b,s) &\equiv \sum_{j \neq j'}^{n_2(s)} \bar{N}_j^{(2)}(b,s) B_{jj'}(b,s) \bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s) \\ \bar{C}_\alpha(b,s) &\equiv \sum_{j=1}^{n_\alpha(s)} \bar{B}_{\alpha j}(b,s) \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \end{aligned}$$

$$\text{und } \bar{D}_j(b,s) \equiv \sum_{j' \neq j}^{n_2(s)} B_{jj'}(b,s) \bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s) \quad \text{ein,}$$

die durch die folgenden Diagramme veranschaulicht werden können (über die schraffierten Blasen wird jeweils summiert im Sinne dieses Quasi-Zweiteilchen Formalismus)

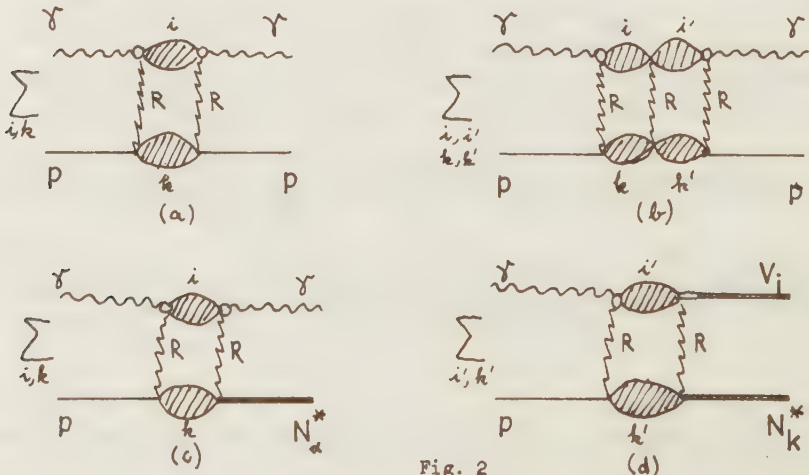


Fig. 2

Mit den Annahmen über das Spektrum der Zustände V_i und N_k^* und über die Kopplungen an den Vertizes, die im Anhang 1 diskutiert werden, können diese Summationen ausgeführt werden mit dem Ergebnis^(15,18)

$$\bar{C}(t,s) = \bar{C} [I_0(t,s)]^2 \log s/s_0 \quad (2.36a)$$

$$\bar{D}(t,s) = \bar{D} [I_0(t,s)]^2 [\log s/s_0]^2 \quad (2.36b)$$

$$\bar{C}_\alpha(t,s) = \bar{C}_\alpha [I_\alpha(t,s)]^2 \log s/s_0 \quad (2.36c)$$

und

$$\bar{D}_j(t,s) = \bar{D}_j [I_j(t,s)]^2 \log s/s_0 \quad (2.36d)$$

wobei $\bar{C}$, $\bar{D}$, $\bar{C}_\alpha$ und $\bar{D}_j$ Konstanten sind.

Entwickeln wir unsere Amplituden (2.34) - (2.35) bis zur Ordnung $O(s^{-1/2})$ in Erinnerung der Tatsache, daß die ursprünglichen Unitaritätsrelationen (2.19) in der verwandten Form nur in leitender Ordnung in s gültig waren, so erhalten wir

$$\gamma^{(1)}(t,s) = e^2 [i \bar{C}(t,s) - \bar{D}(t,s)] + e^2 \bar{N}^{(1)}(t,s) [1 - \bar{C}(t,s) - 2i \bar{D}(t,s)] \quad (2.37a)$$

$$\gamma_\alpha^{(2)}(t,s) = e^2 i \bar{C}_\alpha(t,s) + e^2 \bar{N}_\alpha^{(2)}(t,s) \quad (2.37b)$$

und

$$\gamma_j^{(2)}(t,s) = e i \bar{D}_j(t,s) + e [\bar{N}_j^{(2)}(t,s) - 2 \bar{N}_j^{(3)}(t,s) \bar{D}_j(t,s)] \quad (2.38)$$

Die ersten Glieder in diesen Gleichungen entsprechen nach der Fourier-Bessel-Transformation einem Beitrag in der Streuamplitude, der sich für kleine Werte von t bei großen Energien wie eine Konstante verhält und folglich mit dem Pomeranchuk (P) Beitrag in der Streuamplitude identifiziert werden kann. Dieser asymptotisch dominante Term erscheint hier als Effekt der Unitarisierung (d.h. als Konsequenz der Summation über viele inelastische Kanäle). Der P -Beitrag ist

rein imaginär^(x) und entsteht durch doppelten R-Austausch (vergl. Fig. (2) a, c, d) verstärkt durch die Unitarität (Summation über eine s-abhängige Zahl inelastischer Zwischenzustände). Selbstverständlich werden im Falle der Photoerzeugung nur jene Zweikörperamplituden $\gamma_4^{(2)}(b,s)$, welche im Endzustand ein Vektor-Meson $V_1^{(0)}$ mit den inneren Quantenzahlen des Photons und ein angeregtes Nukleon $N_k^{\pi(+)}$ (oder bei der "einfachen" Diffraktion, das Proton selbst) mit den gleichen inneren Quantenzahlen wie die des Protons besitzen, einen solchen Pomeranchuk-Beitrag entwickeln. Bei nicht diffraktiver Photoerzeugung ist der P -Term nicht vorhanden, da sich die Summe über Doppel-Regge-Austauschreaktionen nicht kohärent zu einem endlichen von Null verschiedenen Beitrag aufsummieren läßt. Wegen der doppel R-Austausch-Natur des Pomeranchuk-Gebildes, ist die Steigung der Pomeranchuktrajektorie bei $t = 0$ in diesem Formalismus gegeben durch $\alpha'_P = \alpha'_R / 2 = 0.5 \text{ GeV}^{-2}$. In unserem Modell liefert also der "Pomeranchuk-Austausch" ein "Shrinkage"-Verhalten, d.h.: der diffraktive differentielle Vorwärtstreuekegel wird mit $\alpha'_P \log s/s_0$ bei wachsendem s immer enger. Der Born-Term $N^{(1)}(b,s)$ verhält sich bei großen Werten von s wie $s^{-1/2}$ und kommt in Gl. (2.37a) mit einem "Absorptionsfaktor" (eine Funktion von b und s) vor. Dieser von der Unitarisierung herrührende Faktor ist hier, im Gegensatz zum rein hadronischen Fall^(15,66), einfacher, weil höhere Terme in der Vielfachstreuereihe bei δ -induzierten Prozessen mit höheren Potenzen von e^2 behaftet sind und folglich vernachlässigt worden sind.

Da wir in dem beschriebenen Hochenergie-Modell für die Compton Amplitude nur den konstanten asymptotisch-führenden Term (P) und die Terme mit dem Verhalten $\sim 1/\sqrt{s}(R)$ (einschließlich Absorptivkorrektur) ist es uns nicht möglich, aus einer solchen asymptotischen Entwicklung auf die Existenz einer festen Singularität bei $j = 0$ (d.h., eines $1/s$ -Beitrags in $\gamma^{(1)}(b,s)$) zu schließen. Die Existenz eines reellen festen Poles bei $j = 0$ in der Compton Amplitude ist eine Konsequenz des Niederenergie-Verhaltens (Thomson Limes) und kann auch durch dispersionstheoretische Überlegungen aus den hochenergetischen Streudaten begründet werden. Die numerischen Resultate der dispersionstheoretischen Analyse⁽⁹⁻¹²⁾ haben jedoch leider immer noch nicht zwingend die Existenz eines derartigen Thomson-Beitrages bewiesen. Da dieser Term bei hohen Energien einen sehr kleinen Effekt liefern würde, werden wir ihn in unserer Analyse des experimentellen

^(x) In der Compton-Amplitude ist ein (kleiner) reeller Beitrag vorhanden.

Datenmaterials nicht berücksichtigen. In jedem Falle hätten wir einen derartigen Term "von Hand" in unsere Überlegungen einbauen müssen.

Bis jetzt ist nur von γ -Proton Streuung die Rede gewesen. Der Formalismus ist jedoch auf γ -Neutron Streuung in gleicher Weise anwendbar. Die Erweiterung auf diese Prozesse folgt aus der Isospin-Invarianz. Es ist nämlich sehr leicht zu zeigen, daß die Konstante $\bar{C}$ bei Compton-Streuung an Protonen wie an Neutronen die gleiche ist. Betrachten wir dazu den unteren Teil des Diagramms a) in Fig. (2), wo die beiden Regge-Trajektorien an zwei äußere Protonen bzw. Neutronen gekoppelt sind und betrachten wir weiter die beiden möglichen Isospinwerte $I_R = 0,1$ für die Trajektorie R, dann stellt man fest, daß die Anzahl der Zwischenzustände N_k^* in beiden Fällen (Proton sowie Neutron) gleich ist und ferner, daß auch die Clebsch-Gordon-Koeffizienten für die Kopplungen sich höchstens in einem Vorzeichen unterscheiden können. Da diese Kopplungen in $\bar{C}$ quadratisch eingehen, ist dieser Unterschied irrelevant. Man findet folglich $\bar{C}_{\gamma p} = \bar{C}_{\gamma n} = \bar{C}$. Für die Diagramme c) und d) gilt ein ähnliches Resultat und, nach der Summation über alle Diffraktion-Dissoziationskanäle, auch für die Konstante $\bar{D}$ in der Compton-Amplitude.

III. Spin-Formalismus

Bisher haben wir in unserer Behandlung der hochenergetischen Compton- und Photoerzeugungsprozesse von Spinkomplikationen abgesehen. Da aber Experimente mit polarisierten Photonen bei hohen Energien durchgeführt und Dichte-Matrix-Elemente gemessen worden⁽²²⁾ sind, und damit die Spinabhängigkeit dieser Reaktionen untersucht werden kann, ist es von großer Bedeutung auch theoretisch diese Eigenschaften im Rahmen des hier diskutierten Modells zu studieren. Bei Photoerzeugung von Vektor-Mesonen ist die Frage nach der s-Kanal-Helizitäts-Erhaltung besonders wichtig, da experimentell gezeigt worden ist, daß der Anteil von Helizitätsflip im s-Kanal beim Übergang von γ in ϕ^0 (bzw. ω^0, ϕ^0) sehr klein ist⁽²²⁾ und daraus Vermutungen abgeleitet wurden, daß Helizitätserhaltung bei diffraktiven Prozessen eine generelle Eigenschaft der asymptotischen Streuamplitude ist.

1. K-Matrix-Helizitäts-Formalismus⁽¹⁷⁾

Von der üblichen Partialwellenentwicklung der Helizitätsamplituden,

$$f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, t) = \frac{2\pi\sqrt{s}}{\sqrt{q_{ab} q_{cd}}} \sum_{j=j_{\min}}^{\infty} (2j+1) \gamma_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^j(s) d_{\lambda_\mu}^j(z_s) \quad (3.1)$$

wobei q_{ab} bzw. q_{cd} der Betrag des Dreierimpulses des Anfangs- bzw. Endzustandes im Schwerpunktsystem (c.m.-System) ist, $z_s = \cos \theta_c$ der Kosinus des c.m. Streuwinkels, $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$, $\mu = \lambda_c - \lambda_d$ die Helizitätsdifferenzen im Anfangs- bzw. Endzustand und $d_{\lambda_\mu}^j(z_s)$ die Wigner'schen Rotationsfunktionen sind, gelangt man zur Stoßparameter-Darstellung im Limes großer s und kleiner t-Werte⁽⁵⁾:

$$f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, t) = 2\pi s \operatorname{sign}(\lambda_\mu) \int_0^\infty b db \gamma_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(b, s) J_{|\lambda-\mu|}(b\sqrt{-t}) \quad (3.2)$$

$$\gamma_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(b, s) = \frac{\operatorname{sign}(\lambda_\mu)}{2\pi s} \int_0^\infty x dx f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, -x^2) J_{|\lambda-\mu|}(bx) \quad (3.3)$$

mit

$$\operatorname{sign}(\lambda_\mu) = \begin{cases} 1 & \text{für } \lambda - \mu \geq 0 \\ (-1)^{\lambda - \mu} & \text{für } \lambda - \mu \leq 0 \end{cases}$$

Die Fourier-Bessel-Koeffizienten genügen, in führender Ordnung in s , einem Satz von Unitaritätsgleichungen, die völlig analog denjenigen der Partialwellenamplituden von Gl. (3.1) sind. Es gilt, z.B., für die elastische Amplitude⁽⁵⁾:

$$\frac{1}{2i} \left[\gamma_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{(1)}(b, s) - \gamma_{\lambda_a \lambda_b; \lambda_c \lambda_d}^{(1)}(b, s)^* \right] = \left[\sum_{\substack{\lambda_i \lambda_k \\ \text{Teilchen} \\ \text{Kanäle}}} \gamma_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_i \lambda_k}(b, s) \gamma_{\lambda_a \lambda_b; \lambda_i \lambda_k}(b, s)^* + h_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(b, s) \right] \left[1 + O(1/s) \right] \quad (3.4)$$

$h_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(b, s)$ ist die Überlapp-Funktion für die Zwischenzustände, die mehr als zwei Teilchen umfassen. Da die Invarianz unter Zeit-Umkehr die Symmetrie im Spin-Raum für die elastische Amplitude impliziert, ist die linke Seite der Gleichung (3.4) gleich dem Imaginärteil von $\gamma_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{(1)}(b, s)$. In völliger Analogie zum skalaren Fall definieren wir nun eine symmetrische Matrix (im Kanal-Raum), die alle möglichen Übergangsamplituden von Zweiteilchen-Reaktionen, die bei der Schwerpunktsystem-Energie $\sqrt{s}$ möglich sind, enthält.

$$\eta(b, s) = \begin{bmatrix} \gamma_{\alpha}^{(1)}(b, s) & \tilde{\gamma}_{\alpha}^{(2)}(b, s) & \dots & \tilde{\gamma}_{n_1(s)}^{(2)}(b, s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(2)}(b, s) \\ \gamma_{\alpha}^{(2)}(b, s) & \gamma_{\alpha}^{(1)}(b, s) & \dots & \gamma_{\alpha_1}(b, s) & \dots & \gamma_{\alpha n_1(s)}(b, s) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \tilde{\gamma}_{n_1(s)}^{(2)}(b, s) & \gamma_{\alpha_1}(b, s) & \dots & \gamma_{n_1(s)}^{(1)}(b, s) & \dots & \gamma_{n_1(s) n_2(s)}(b, s) \\ \gamma_{\alpha_1}(b, s) & \gamma_{\alpha_1}^{(1)}(b, s) & \gamma_{\alpha_1}^{(2)}(b, s) & \gamma_{\alpha_1}^{(3)}(b, s) & \gamma_{\alpha_1}^{(4)}(b, s) & \gamma_{\alpha_1 n_2(s)}(b, s) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \gamma_{n_1(s) n_2(s)}(b, s) & \gamma_{\alpha_1 n_2(s)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(1)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(2)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(3)}(b, s) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \\ \gamma_{\alpha_2}^{(3)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(2)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(1)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(4)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(5)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2 n_2(s)}(b, s) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \\ \gamma_{\alpha_2 n_2(s)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(5)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(4)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(3)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(2)}(b, s) & \gamma_{\alpha_2}^{(1)}(b, s) \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

In dieser Matrix ist jedes Element selbst eine Matrix im Helizitätsraum (nicht notwendig eine quadratische Matrix). Dadurch ist die Spin-Struktur des Überganges bestimmt.

Zeit-Umkehr-Invarianz erfordert,

$$\eta^{(1)}(b, s) = \tilde{\eta}^{(1)}(b, s) \quad (3.6)$$

$$\eta_{\alpha}^{(3)}(b, s) = \tilde{\eta}_{\alpha}^{(3)}(b, s)$$

$$\eta_j^{(3)}(b, s) = \tilde{\eta}_j^{(3)}(b, s)$$

$$\eta_{jj'}(b, s) = \tilde{\eta}_{j', j}(b, s)$$

$$\eta_{\alpha\beta}(b, s) = \tilde{\eta}_{\beta\alpha}(b, s)$$

$$j, j' = 1, 2, \dots, n_2(s)$$

$$\alpha, \beta = 1, 2, \dots, n_1(s)$$

wobei $\tilde{\eta}$ die transponierte Matrix (in den Kanal- und Helizitätsindizes) zu η bedeutet.

Die Struktur dieser Matrix in Bezug auf die Stärke der Kopplungen ist genau dieselbe wie im spinlosen Fall.

Auch hier können wir versuchen, die Unitaritätsbedingung

$$\frac{1}{2i} \left(\eta(b, s) - \eta(b, s)^{\dagger} \right) = \eta(b, s) \cdot \eta(b, s)^{\dagger} \quad (3.7)$$

mit Hilfe des Ansatzes:

$$\eta(b, s) = N(b, s) \cdot \left[1 - i N(b, s) \right]^{-1} \quad (3.8)$$

wobei $N(b, s)$ eine hermitesche Matrix ist, zu erfüllen.

Die Matrix-Multiplikation geht sowohl über die Kanal- wie die Helizitätsindizes. $N(b, s)$ ist in (3.8) eine Matrix mit derselben Zeilen- und Spalten-Indizierung wie bei $\eta(b, s)$ jedoch aus Helizitätsflip und Helizitäts-non-flip Born-Termen aufgebaut. Als Elemente von $N(b, s)$ nehmen wir für die Bestimmung der

Struktur des $\mathbf{P}$ -Beitrages die Fourier-Bessel-Transformierten von Regge-Austausch-Amplituden zu definierten Helizitäten im Anfangs- und Endzustand, wobei $\alpha'_R(0) = 0.5$ und $\alpha'_R = 1 \text{ GeV}^{-2}$ gilt wie oben im spinlosen Fall. Die Helizitätsstruktur dieser Einfach-Streuterme ist damit in leitender Ordnung in s gegeben durch⁽²⁷⁾:

$$f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, t) \approx \left(\sqrt{-\frac{t}{s_0}} \right)^{|\lambda'| + |\mu'|} \beta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)} \quad (3.9)$$

mit $\lambda' = \lambda_a - \lambda_c$

$\mu' = \lambda_b - \lambda_d$

wobei die $\beta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}$ für jeden Übergang zwischen zwei Quasizweiteilchen-Kanälen konstante Residuen zu definierten Helizitäten im Anfangs- und Endzustand darstellen. Der kinematische Faktor $\left(\sqrt{-t/s_0} \right)^{|\lambda'| + |\mu'|}$ ist eine Konsequenz einerseits der Drehimpulserhaltung bei $t = 0$ und andererseits der Tatsache, daß der Austausch eines Regge-Pols dem Transfer einer definierten Parität im t -Kanal entspricht⁽²⁷⁾. Die Invertierung der Matrix $[1 - iN]$ vollzieht sich nun im wesentlichen mittels derselben Schritte wie im spinlosen Fall. Jedoch muß man umsichtiger vorgehen, da die Spin-Matrizen im allgemeinen nicht miteinander vertauschen.

Für die Compton Amplitude erhalten wir auf diese Weise

$$\gamma^{(1)}(b, s) \approx e^2 \left\{ \bar{N}^{(1)}(b, s) + i \sum_j \tilde{N}_j^{(2)}(b, s) [A_j^{(3)}(b, s)]^{-1} \bar{N}_j^{(2)}(b, s) - \sum_j \sum_{j' \neq j} \tilde{N}_{j'}^{(2)}(b, s) [A_j^{(3)}(b, s)]^{-1} B_{jj'}(b, s) \cdot [A_j^{(3)}(b, s)]^{-1} \bar{N}_j^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.10)$$

mit $A_j^{(3)}(b, s) \equiv 1 - iN_j^{(3)}(b, s)$

wobei rechts Matrizen im Spinraum auftreten.

Für die weitere Rechnung machen wir die Annahmen^(x)

$$[A_j^{(3)}(b, s)]^{-1} \cdot B_{jj'}(b, s) = B_{j'j}(b, s) \cdot [A_j^{(3)}(b, s)]^{-1} \quad (3.11)$$

(x) Dies entspricht physikalisch der Vorstellung, daß alle elastischen Übergänge von derselben Größenordnung sind (d.h. Anfangs- bzw. Endzustandwechselwirkungen, die bei der Absorption in (3.11-12) vorkommen, sind ungefähr gleich).

und

$$N_j^{(3)}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)}(b,s) = \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot \bar{N}^{(1)}(b,s) \quad (3.12)$$

Damit berechnet sich die Helizitätsmatrix $\eta^{(1)}(b,s)$ für den Prozess $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$ zu:

$$\eta^{(1)}(b,s) = e^2 \left\{ \bar{N}^{(1)}(b,s) + i \sum_j^{n_2(s)} \tilde{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot [1 - i N_j^{(3)}(b,s)]^{-1} - \sum_j^{n_2(s)} \sum_{j' \neq j} \tilde{N}_{j'}^{(2)}(b,s) \cdot B_{jj'}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot [1 - i N_j^{(3)}(b,s)]^{-1} \right\} \quad (3.13)$$

In leitender Ordnung von s ergibt sich hieraus

$$\eta^{(1)}(b,s) = e^2 \left\{ \bar{N}^{(1)}(b,s) + i \sum_j^{n_2(s)} \tilde{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot (1 + i N_j^{(3)}(b,s)) - \sum_j^{n_2(s)} \sum_{j' \neq j} \tilde{N}_{j'}^{(2)}(b,s) \cdot B_{jj'}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot (1 + 2i N_j^{(3)}(b,s)) + O(1/s) \right\} \quad (3.14)$$

was sich auf die folgende einfache Form bringen läßt

$$\eta^{(1)}(b,s) = e^2 \left\{ i \bar{C}(b,s) - \bar{D}(b,s) + [1 - \bar{C}(b,s) - 2i \bar{D}(b,s)] \cdot \bar{N}^{(1)}(b,s) \right\} \quad (3.15)$$

$\bar{C}(b,s)$ und $\bar{D}(b,s)$ sind hier die folgenden Matrizen im Spin-Raum für den Prozess $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$:

$$\bar{C}(b,s) = \sum_j^{n_2(s)} \tilde{N}_j^{(2)}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \quad (3.16)$$

und

$$\bar{D}(b,s) = \sum_j^{n_2(s)} \sum_{j' \neq j} \tilde{N}_{j'}^{(2)}(b,s) \cdot B_{jj'}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)}(b,s) \quad (3.17)$$

In ähnlicher Weise zeigt man, daß die Fourier-Bessel-Amplituden für Photoerzeugung folgende Gestalt annehmen:

$$\eta_j^{(2)}(b,s) = e \left\{ i \bar{D}_j(b,s) + \bar{N}_j^{(2)}(b,s) - 2 N_j^{(3)}(b,s) \cdot \bar{D}_j(b,s) + O(1/s) \right\} + O(e^2) \quad (3.18)$$

mit

$$\bar{D}_j(b,s) = \sum_{j'}^{n_2(s)} B_{jj'}(b,s) \cdot \bar{N}_{j'}^{(2)}(b,s)$$

2. Die Helizitätsamplituden

Wir werden uns als Nächstes damit beschäftigen, die explizite Helizitätsstruktur der Compton bzw. Photoerzeugungs-Reaktionen zu bestimmen. Zunächst definieren wir die sogenannten paritätserhaltenden Amplituden im s-Kanal für die vollen (unitären) Impaktparameter-Amplituden:

$$\eta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{P'_s}(b, s) = \eta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(b, s) + P'_s (-1)^{s_a + s_b - 1/2} \eta_{\lambda_c \lambda_d; -\lambda_a - \lambda_b}(b, s) \quad (3.19)$$

wo $P'_s = \pm 1$ und $\eta_{a, b}$ die Eigenparitäten der Teilchen a bzw. b sind.

Für $a = \gamma, \rho^0, \omega^0$ oder ϕ^0 und $b = p$ (oder n), folgt mit $s_a = 1$, $s_b = 1/2$ und

$$\eta_a = -1, \eta_b = 1:$$

$$\eta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{P'_s}(b, s) = \eta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(b, s) + P'_s \eta_{\lambda_c \lambda_d; -\lambda_a - \lambda_b}(b, s) \quad (3.20)$$

woraus sich ergibt

$$\eta_{\lambda_c \lambda_d; -\lambda_a - \lambda_b}^{P'_s}(b, s) = P'_s \eta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{P'_s}(b, s) \quad (3.21)$$

Die Paritäts-Erhaltung bei Prozessen der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung besagt^(x):

$$\eta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(b, s) = \eta_{-\lambda_c - \lambda_d; -\lambda_a - \lambda_b}(b, s) \quad (3.22)$$

Diese Gleichung verringert die Anzahl der unabhängigen Helizitätsamplituden auf die Hälfte.

Der Grund, die Amplituden $\eta_{\lambda \dots}^{P'_s}$ einzuführen und in einer Matrix $\eta_{\lambda \dots}^{P'_s}(b, s)$ zusammenzufassen, besteht darin, daß die Unitaritätsrelationen (3.7) in zwei Gleichungen zerfallen, eine für $P'_s = +1$ und eine für $P'_s = -1$, wobei jede Gleichung nur Summationen über unabhängige Helizitätskonfigurationen enthält. Wir verdoppeln somit zwar die Zahl der Matrix-Gleichungen, die Zahl der bei Raumspiegelung unabhängigen Amplituden in der Matrix $\eta_{\lambda \dots}^{P'_s}$ wird aber um einen Faktor

^(x) Gl. (3.22) folgt aus der analogen Formel für die Partialwellenamplituden⁽²⁸⁾.

vier kleiner (wegen der Symmetrie (3.21) der neuen Amplituden $\gamma_{\lambda_e \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{p'_s}(b, s)$). Daher ist die Zahl der ursprünglichen Helizitätsamplituden in $\gamma(b, s)$ um die Hälfte verkleinert beim Übergang zu $\gamma_s^{p'_s}(b, s)$ als Resultat der Paritätserhaltung.

Wir kommen nun auf die Bestimmung der Amplituden $\gamma^{(1)}(b, s)$ für die Compton-Streuung und $\gamma_j^{(2)}(b, s)$ für die Photoerzeugung zurück.

3. Helizitätsstruktur der Compton-Streuung

In diesem Fall ist $\lambda_{a,c} = \pm 1$ und $\lambda_{b,d} = \pm 1/2$. Es gibt insgesamt 16 Amplituden. Davon sind nur 8 unabhängig wegen der Paritätssymmetrie (3.22). Eine weitere Beschränkung der Zahl der unabhängigen Helizitätskonfigurationen ist durch Zeit-Umkehr-Invarianz gegeben:

$$\gamma_{\lambda_e \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{(1)}(b, s) = \gamma_{\lambda_a \lambda_b; \lambda_e \lambda_d}^{(1)}(b, s) \quad (3.23)$$

Bei der Compton-Streuung bleiben deshalb 6 unabhängige Helizitätsamplituden übrig für die wir die folgenden nehmen

$$\begin{aligned} &\gamma_{1/2; 1/2}^{(1)}(b, s); \gamma_{1/2; 1-1/2}^{(1)}(b, s); \gamma_{1/2; -1/2}^{(1)}(b, s); \gamma_{1/2; -1-1/2}^{(1)}(b, s); \\ \text{und} &\gamma_{1-1/2; 1-1/2}^{(1)}(b, s); \gamma_{1-1/2; 1/2}^{(1)}(b, s); \gamma_{1-1/2; -1/2}^{(1)}(b, s); \gamma_{1-1/2; -1-1/2}^{(1)}(b, s) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Statt der 4×4 Matrix $\gamma^{(1)}(b, s)$, deren Zeilen und Spalten mit den Helizitätskombinationen $\lambda_Y \lambda_N = +1 + 1/2, +1 - 1/2, -1 + 1/2$ und $-1 - 1/2$ indiziert sind, führt man mittels (3.20) aus den unabhängigen Amplituden (3.24) die folgende 4×4 Matrix von paritätserhaltenden Amplituden ein,

$$\begin{pmatrix} \gamma_{++; ++}^{(1) p'_s = +1}(b, s) & \gamma_{++; +-}^{(1) p'_s = +1}(b, s) & 0 & 0 \\ \gamma_{+-; ++}^{(1) p'_s = +1}(b, s) & \gamma_{+-; +-}^{(1) p'_s = +1}(b, s) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{++; ++}^{(1) p'_s = -1}(b, s) & \gamma_{++; +-}^{(1) p'_s = -1}(b, s) \\ 0 & 0 & \gamma_{+-; ++}^{(1) p'_s = -1}(b, s) & \gamma_{+-; +-}^{(1) p'_s = -1}(b, s) \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

wobei wir die Impakt-Parameter-Amplituden der Einfachheit halber nur durch die Vorzeichen der Helizitäten indiziert haben. Aus dieser Darstellung wird die Entkopplung der beiden Untermatrizen zu $P'_s = +1$ und $P'_s = -1$ deutlich. Ferner sieht man, daß die gegenüber der Paritätstransformation (3.22) unabhängigen Helizitätskombinationen nur noch durch ++ und +- gegeben sind, d.h. der Hälfte der ursprünglich in $\gamma^{(1)}(b,s)$ auftretenden Möglichkeiten. Schreibt man generell alle Untermatrizen von $\gamma(b,s)$ in einer Form ähnlich zu (3.25), so sieht man, daß die Unitaritätsrelation in der Matrix-Form (3.7) tatsächlich in 2 Matrix-Gleichungen für $\gamma^{P'_s}(b,s)$ mit $P'_s = 1$ bzw. $P'_s = -1$ zerfallen, wobei die Helizitätssummationen nur noch über die Hälfte der Konfigurationen laufen. Schreibt man nun die Born-Matrix $N(b,s)$ ebenfalls in dieser Form, so sieht man unmittelbar, daß die unitarisierte Fourier-Bessel-Amplitude $\gamma^{(1)}(b,s)$ tatsächlich nach Paritäten $P'_s = \pm 1$ entkoppelt und aus Born-Termen zu $P'_s = \pm 1$ iterativ aufgebaut ist; d.h. aus (3.15) wird:

$$\gamma^{(1)P'_s}(b,s) = e^2 \left\{ i \bar{C}^{P'_s}(b,s) - \bar{D}^{P'_s}(b,s) + \bar{N}^{(1)P'_s}(b,s) (1 - \bar{C}^{P'_s}(b,s) - 2i \bar{D}^{P'_s}(b,s)) \right\} \quad (3.26)$$

mit $P'_s = \pm 1$,

$$\bar{C}^{P'_s}(b,s) = \sum_j^{n_2(s)} \tilde{N}_j^{(2)P'_s}(b,s) \cdot \bar{N}_j^{(2)P'_s}(b,s),$$

und $\bar{D}^{P'_s}(b,s) = \sum_j^{n_2(s)} \tilde{N}_j^{(2)P'_s}(b,s) \cdot B_{jj'}^{P'_s}(b,s) \cdot \bar{N}_{j'}^{(2)P'_s}(b,s)$, wobei auf beiden Seiten der Gleichungen nur noch gegenüber Raumspiegelungen unabhängige Helizitätsamplituden in der Stoßparameter-Darstellung auftreten.

Die Matrix $\bar{N}^{(1)P'_s}(b,s)$ können wir in folgender Form schreiben⁽¹⁷⁾:

$$\begin{pmatrix} \bar{N}_{++,++}^{(1)P'_s}(b,s) & \bar{N}_{++,+-}^{(1)P'_s}(b,s) \\ \bar{N}_{+-,++}^{(1)P'_s}(b,s) & \bar{N}_{+-,+-}^{(1)P'_s}(b,s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{N}_{++}^{(1)}(b,s) & 0 \\ 0 & \bar{N}_{+-}^{(1)}(b,s) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} P'_s \bar{N}_{++}^{(1)}(b,s) & \bar{N}_{++}^{(1)}(b,s) + P'_s \bar{N}_{+-}^{(1)}(b,s) \\ \bar{N}_{+-}^{(1)}(b,s) + P'_s \bar{N}_{++}^{(1)}(b,s) & P'_s \bar{N}_{+-}^{(1)}(b,s) \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

wobei die erste Matrix nur helizitätserhaltende und die zweite nur helizitäts-
ändernde Komponenten enthält.

In gleicher Weise können wir die Matrizen $\bar{N}_j^{(2)P's}$ und $B_{jj}^{P's}$, die in $\bar{C}^{P's}(b,s)$ und $\bar{D}^{P's}(b,s)$ vorkommen, aufteilen in einen Helizitäts-non-flip-Anteil und in einen helizitätsflip-Anteil. Die Non-flip-Matrizen sind paritätsunabhängig, während die flip-Matrizen von P'_s abhängen:

$$\bar{N}_j^{(2)P'_s}(b,s) = \bar{K}_j^{(2)}(b,s) + \bar{F}_j^{(2)P'_s}(b,s) \quad (3.28)$$

$$B_{jj}^{P'_s}(b,s) = K_{jj}(b,s) + F_{jj}^{P'_s}(b,s) \quad (3.29)$$

Damit können wir auch $\bar{C}^{P's}(b,s)$ und $\bar{D}^{P's}(b,s)$ entsprechend aufspalten:

$$\begin{aligned} \bar{C}^{P'_s}(b,s) = & \sum_j^{n_2(s)} \tilde{\bar{K}}_j^{(2)}(b,s) \cdot \bar{K}_j^{(2)}(b,s) + \\ & + \sum_j^{n_2(s)} \left[\tilde{\bar{K}}_f^{(2)}(b,s) \cdot \bar{F}_f^{(2)P'_s}(b,s) + \tilde{\bar{F}}_f^{(2)P'_s}(b,s) \cdot \bar{K}_f^{(2)}(b,s) \right] + \sum_j^{n_2(s)} \tilde{\bar{F}}_j^{(2)P'_s}(b,s) \cdot \bar{F}_j^{(2)P'_s}(b,s) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Der letzte Term in dieser Gleichung entspricht einem zweifachen Flip: Beim doppelten Regge-Austausch werden die Helizitäten beim ersten sowie beim zweiten R-Austausch geändert. Wir werden solche Terme im folgenden vernachlässigen^(x).

Wir erhalten also

$$\bar{C}^{P'_s}(b,s) \approx \bar{C}_{n.f.}(b,s) + \bar{C}_f^{P'_s}(b,s) \quad (3.31)$$

mit

$$\bar{C}_{n.f.}(b,s) = \sum_j^{n_2(s)} \tilde{\bar{K}}_j^{(2)}(b,s) \cdot \bar{K}_j^{(2)}(b,s)$$

und

$$\bar{C}_f^{P'_s}(b,s) = \sum_f^{n_2(s)} \left[\tilde{\bar{K}}_f^{(2)}(b,s) \cdot \bar{F}_f^{(2)P'_s}(b,s) + \tilde{\bar{F}}_f^{(2)P'_s}(b,s) \cdot \bar{K}_f^{(2)}(b,s) \right]$$

wobei n.f bzw. f für non-flip bzw. flip steht.

^(x) Die Flip-Amplituden sind mit $\log s/s_0$ Faktoren gedämpft⁽¹⁷⁾.

Analog gilt:

$$\bar{D}'_{f's}(b,s) = \bar{D}_{mf}(b,s) + \bar{D}'_{fs}(b,s) \quad (3.32)$$

Da der $\bar{D}'_{fs}(b,s)$ -Term sowieso eine kleine Korrektur darstellt^(x), werden wir nur mit $\bar{D}_{mf}(b,s)$ weiterrechnen.

Mit denselben Annahmen und Überlegungen, wie beim spinlosen Fall, können die in Gl. (3.31/32) auftretenden Summationen durchgeführt werden und führen für den γ_p bzw. γ_m Fall zum folgenden Resultat^(xx):

$$\bar{C}_{mf}(b,s) = [I_0(b,s)]^2 \log s/s_0 \begin{pmatrix} \bar{C}_1 & 0 \\ 0 & \bar{C}_2 \end{pmatrix} \quad (3.33a)$$

$$\bar{D}_{mf}(b,s) = [I_0(b,s)]^3 (\log s/s_0)^2 \begin{pmatrix} \bar{D}_1 & 0 \\ 0 & \bar{D}_2 \end{pmatrix} \quad (3.33b)$$

$$\bar{C}'_{fs}(b,s) = [I_0(b,s)]^2 \log s/s_0 \hat{C}'_{fs} \quad (3.33c)$$

mit
$$I_0(b,s) = \frac{1}{2\pi s_0} \frac{\exp(-b^2/4s)}{2s} ; \quad s = \alpha' \log s/s_0$$

$\hat{C}'_{fs}$ ist eine Matrix der Form^(xxx):

$$\hat{C}'_{fs} = \begin{pmatrix} P'_s S(1,1,b,s) \bar{C}_{++,-} & S(0,1,b,s) \bar{C}_{++,-} + P'_s S(0,2,b,s) \bar{C}_{++,-} \\ S(0,1,b,s) \bar{C}_{+-,++} + P'_s S(0,2,b,s) \bar{C}_{+-,++} & P'_s S(0,3,b,s) \bar{C}_{+-,++} \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

(x) $\bar{D}'_{fs}(b,s)$ ist der Realteil der Compton-Amplitude, der - wie die Experimente ergeben - klein ist.

(xx) Siehe Anhang 1

(xxx) Siehe Anhang 2

Der Pomeranchuk-Beitrag zur Compton-Amplitude hat also in der Stoßparameter-Darstellung die folgende Gestalt:

$$\begin{pmatrix} \gamma_{++}^{(1)P'_S}(b,s) & \gamma_{++,-}^{(1)P'_S}(b,s) \\ \gamma_{+-}^{(1)P'_S}(b,s) & \gamma_{+-,-}^{(1)P'_S}(b,s) \end{pmatrix}_{\mathbb{P}} = e^2 \left\{ i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \begin{bmatrix} \bar{C}_1 & 0 \\ 0 & \bar{C}_2 \end{bmatrix} + \right. \\
 + \left. \begin{bmatrix} P'_S S(1,1,b,g) \bar{C}_{++,-} & S(0,1,b,g) \bar{C}_{++,-} + P'_S S(0,2,b,g) \bar{C}_{+,-,+} \\ S(0,1,b,g) \bar{C}_{+,-,+} + P'_S S(0,2,b,g) \bar{C}_{+,-,-} & P'_S S(0,3,b,g) \bar{C}_{+,-,+} \end{bmatrix} - \right. \\
 \left. - [I_0(b,s)]^3 (\log s/s_0)^2 \begin{bmatrix} \bar{D}_1 & 0 \\ 0 & \bar{D}_2 \end{bmatrix} \right\} \quad (3.35)$$

Er besteht aus einem rein imaginären non-flip-Anteil (1. Term auf der rechten Seite von (3.35)) korrigiert durch einen reellen non-flip-Anteil (3. Term), der ein Effekt der Diffraktions-Dissoziations-Kanäle ist, und einem paritätsabhängigen Helizitäts-flip-Anteil (2. Term auf der rechten Seite von (3.35)).

Wir können jetzt zu den ursprünglichen 6 unabhängigen Amplituden zurückkehren indem wir die geeigneten Linearkombinationen der $\gamma_{\pm\pm}^{(1)P'_S}$ bilden:

$$\frac{1}{2} \left(\gamma_{++}^{(1)P'_S=+1}(b,s) + \gamma_{++}^{(1)P'_S=-1}(b,s) \right)_{\mathbb{P}} = e^2 \left\{ i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{C}_1 - [I_0(b,s)]^3 (\log \frac{s}{s_0})^2 \bar{D}_1 \right\} \quad (3.36a)$$

$$\frac{1}{2} \left(\gamma_{+-}^{(1)P'_S=+1}(b,s) + \gamma_{+-}^{(1)P'_S=-1}(b,s) \right)_{\mathbb{P}} = e^2 \left\{ i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{C}_2 - [I_0(b,s)]^3 (\log \frac{s}{s_0})^2 \bar{D}_2 \right\} \quad (3.36b)$$

$$\frac{1}{2} \left(\gamma_{++}^{(1)P'_S=+1}(b,s) + \gamma_{++}^{(1)P'_S=-1}(b,s) \right)_{\mathbb{P}} = e^2 i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0,1,b,g) \bar{C}_{++,-} \quad (3.36c)$$

$$\frac{1}{2} \left(\gamma_{++,-}^{(1) P'_s=+1}(b,s) - \gamma_{++,-}^{(1) P'_s=-1}(b,s) \right)_{\mathbb{P}} = e^2 i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0,2,b,s) \bar{C}_{++,-} \quad (3.36d)$$

$$\frac{1}{2} \left(\gamma_{++,+}^{(1) P'_s=+1}(b,s) - \gamma_{++,+}^{(1) P'_s=-1}(b,s) \right)_{\mathbb{P}} = e^2 i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} S(1,1,b,s) \bar{C}_{++,-} \quad (3.36e)$$

$$\frac{1}{2} \left(\gamma_{+,-,+}^{(1) P'_s=+1}(b,s) - \gamma_{+,-,+}^{(1) P'_s=-1}(b,s) \right)_{\mathbb{P}} = e^2 i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0,3,b,s) \bar{C}_{+,-,+} \quad (3.36f)$$

Der Regge-Beitrag zur Amplitude (d.h. der absorptiv korrigierte Born-Term) kann in ähnlicher Weise in Flip und Non-Flip-Komponenten aufgespalten werden^{(x)(17)}.

In der Matrix-Schreibweise hat man:

$$\gamma_R^{(1) P'_s}(b,s) = e^2 \left[\begin{pmatrix} \bar{N}_{++,+}^{(1)}(b,s) \left\{ 1 - \bar{C}_1 [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} - 2i \bar{D}_1 [I_0(b,s)]^2 \left(\log \frac{s}{s_0} \right)^2 \right\} & 0 \\ 0 & \bar{N}_{+,-,+}^{(1)}(b,s) \left\{ 1 - \bar{C}_2 [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} - 2i \bar{D}_2 [I_0(b,s)]^2 \left(\log \frac{s}{s_0} \right)^2 \right\} \end{pmatrix} + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} P'_s \bar{N}_{++,-}^{(1)}(b,s) & \bar{N}_{++,-}^{(1)}(b,s) + P'_s \bar{N}_{++,-}^{(1)}(b,s) \\ \bar{N}_{+,-,+}^{(1)}(b,s) + P'_s \bar{N}_{+,-,+}^{(1)}(b,s) & P'_s \bar{N}_{+,-,+}^{(1)}(b,s) \end{pmatrix} \right] \quad (3.37)$$

Über die analogen Linearkombinationen zu $P'_s = +1$ und $P'_s = -1$ wie in (3.36) kommen wir zu den absorptionskorrigierten Born-Amplituden im Stoßparameter-Raum. Die vollen Fourier-Bessel-Koeffizienten für die Compton-Streuung am Proton sind damit schließlich:

$$\begin{aligned} \bar{N}^{(1) P'_s}(b,s) \left(1 - \bar{C}^{P'_s}(b,s) - 2i \bar{D}^{P'_s}(b,s) \right) &= \bar{K}^{(1)}(b,s) \left(1 - \bar{C}_{n.f.}(b,s) - 2i \bar{D}_{n.f.}(b,s) \right) + \\ &+ \bar{F}^{(1) P'_s}(b,s) + O(s^{-1/2} (\log s)^{-3}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{++,+}^{(1)}(b,s) &= \left[\gamma_{++,+}^{(1)}(b,s) \right]_P + \left[\gamma_{++,+}^{(1)}(b,s) \right]_R = \\ &= e^2 \left\{ i \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 \bar{C}_1 - \left[I_0(b,s) \right]^3 (\log s/s_0)^2 \bar{D}_1 \right. \\ &\quad \left. + \bar{N}_{++,+}^{(1)}(b,s) \left(1 - \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 \bar{C}_1 - 2i \left[I_0(b,s) \right]^3 (\log s/s_0)^2 \bar{D}_1 \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.38a)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{+,-,+}^{(1)}(b,s) &= e^2 \left\{ i \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 \bar{C}_2 - \left[I_0(b,s) \right]^3 (\log s/s_0)^2 \bar{D}_2 + \right. \\ &\quad \left. + \bar{N}_{+,-,+}^{(1)}(b,s) \left(1 - \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 \bar{C}_2 - 2i \left[I_0(b,s) \right]^3 (\log s/s_0)^2 \bar{D}_2 \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.38b)$$

$$\gamma_{++,-}^{(1)}(b,s) = e^2 \left\{ i \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 S(0,1,b,s) \bar{C}_{++,-} + \bar{N}_{++,-}^{(1)}(b,s) \right\} \quad (3.38c)$$

$$\gamma_{+,-,-}^{(1)}(b,s) = e^2 \left\{ i \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 S(0,2,b,s) \bar{C}_{+,-,-} + \bar{N}_{+,-,-}^{(1)}(b,s) \right\} \quad (3.38d)$$

$$\gamma_{+-,-}^{(1)}(b,s) = e^2 \left\{ i \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 S(1,1,b,s) \bar{C}_{+-,-} + \bar{N}_{+-,-}^{(1)}(b,s) \right\} \quad (3.38e)$$

und

$$\gamma_{-,-,-}^{(1)}(b,s) = e^2 \left\{ i \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s/s_0 S(0,3,b,s) \bar{C}_{-,-,-} + \bar{N}_{-,-,-}^{(1)}(b,s) \right\} \quad (3.38f)$$

Die Helizitätsamplituden für die Compton-Streuung erhält man durch Fourier-Bessel-Transformation dieser $\gamma^{(1)}$ -Amplituden. Praktisch berechnet man sie durch numerische Integration wie später beschrieben werden wird.

4. Vektor-Meson-Photoerzeugungsamplituden

Da die Vektor-Mesonen $(\rho^0, \omega^0, \phi^0)$ im Gegensatz zu den Photonen den zusätzlichen Helizitätsfreiheitsgrad $\lambda_V = 0$ haben, gibt es in diesem Falle 24 Helizitätsamplituden, von denen jedoch nur 12 unabhängig sind (Parität). Wir führen, wie bei Compton-Streuung, die paritätserhaltenden Amplituden $\gamma_{(j)}^{(2)\rho}(b,s)$ ein (j war, wie wir erinnern möchten, die Reaktionskanalindizierung). Wir betrachten im folgenden die Unterklasse $j = V \in \{\rho^0, \omega^0, \phi^0\}$.

Damit haben die Spin-Matrizen $\eta_V^{(2)}(b,s)$ die Gestalt:

$$\eta_V^{(2)}(b,s) = \begin{bmatrix} \begin{matrix} \eta_{V,++}^{(2) P'_s=+1}(b,s) & \eta_{V,+-}^{(2) P'_s=+1}(b,s) \\ \eta_{V,-+}^{(2) P'_s=+1}(b,s) & \eta_{V,--}^{(2) P'_s=+1}(b,s) \end{matrix} & 0 \\ 0 & \begin{matrix} \eta_{V,++}^{(2) P'_s=-1}(b,s) & \eta_{V,+-}^{(2) P'_s=-1}(b,s) \\ \eta_{V,-+}^{(2) P'_s=-1}(b,s) & \eta_{V,--}^{(2) P'_s=-1}(b,s) \end{matrix} \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

Mit Hilfe dieser Zerlegung der Amplituden bekommt man mit der K-Matrix Unitarisierung ohne Schwierigkeiten, die Amplituden für die Photoerzeugungsprozesse als Diffraktionsdissoziations-Prozesse zur elastischen Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$:

$$\eta_V^{(2) P'_s}(b,s) = e \left[i \bar{D}_V^{P'_s}(b,s) + \bar{N}_V^{(2) P'_s}(b,s) - 2 N_V^{(3) P'_s}(b,s) \bar{D}_V^{P'_s}(b,s) \right] \quad (3.40)$$

mit

$$\bar{D}_V^{P'_s}(b,s) = \sum_{j'}^{n_2(s)} B_{Vj'}^{P'_s}(b,s) \bar{N}_{j'}^{(2) P'_s}(b,s)$$

Wir wiederholen im wesentlichen dieselben Argumente und Schritte wie im Fall der Comptonstreuung.

Man kommt z.B. zu einer Zerlegung von $\bar{D}_V^{P'_s}(b,s)$ mit zwei von Null verschiedenen Komponenten:

$$\bar{D}_V^{P'_s}(b,s) = [I_0(b,s)]^2 \log s / s_0 \begin{pmatrix} \bar{D}_{V1} & 0 \\ 0 & \bar{D}_{V2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

und^(x)

(x) Siehe Anhang 2.

$$\bar{D}_V^{P'_s}(b, s) = \quad (3.42)$$

$$[I_0(b, s)]^2 \log s / s_0 \left(\begin{array}{cc} P'_s S(1, 1, b, g) \bar{D}_{V; ++, --} & S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; ++, +} + P'_s S(0, 2, b, g) \bar{D}_{V; ++, -} \\ S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; +- , ++} + P'_s S(0, 2, b, g) \bar{D}_{V; +- , --} & P'_s S(0, 3, b, g) \bar{D}_{V; +- , -} \\ S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; 0+, ++} + P'_s S(1, 0, b, g) \bar{D}_{V; 0+, --} & S(0, 2, b, g) \bar{D}_{V; 0+, +} + P'_s S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; 0+, -} \end{array} \right)$$

Die Summe der beiden letzten Ausdrücke liefert den Pomeranchuk-Anteil zur diffraktiven Photoerzeugungsamplitude:

$$\left[\gamma_V^{(2) P'_s}(b, s) \right]_P = \quad (3.43)$$

$$ie \left\{ [I_0(b, s)]^2 \log s / s_0 \left[\begin{pmatrix} \bar{D}_{V1} & 0 \\ 0 & \bar{D}_{V2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \right. \right.$$

$$\left. + \left(\begin{array}{cc} P'_s S(1, 1, b, g) \bar{D}_{V; ++, --} & S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; ++, +} + P'_s S(0, 2, b, g) \bar{D}_{V; ++, -} \\ S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; +- , ++} + P'_s S(0, 2, b, g) \bar{D}_{V; +- , --} & P'_s S(0, 3, b, g) \bar{D}_{V; +- , -} \\ S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; 0+, ++} + P'_s S(1, 0, b, g) \bar{D}_{V; 0+, --} & S(0, 2, b, g) \bar{D}_{V; 0+, +} + P'_s S(0, 1, b, g) \bar{D}_{V; 0+, -} \end{array} \right) \right\}$$

Für den Regge-Anteil

$$\left[\gamma_V^{(2) P'_s}(b, s) \right]_R = e \left[\bar{N}_V^{(2) P'_s}(b, s) - 2 N_V^{(3) P'_s}(b, s) \bar{D}_V^{P'_s}(b, s) \right] \quad (3.44)$$

erhalten wir:

$$\left[\gamma_V^{(2) P'_s}(b, s) \right]_R = e \left\{ \begin{pmatrix} \bar{N}_{V; ++, ++}^{(2)}(b, s) & 0 \\ 0 & \bar{N}_{V; +- , +-}^{(2)}(b, s) \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \right. \quad (3.45)$$

$$+ \begin{pmatrix} P'_S \bar{N}_{V; ++, --}^{(2)}(b, s) & \bar{N}_{V; ++, +}^{(2)}(b, s) + P'_S \bar{N}_{V; ++, -}^{(2)}(b, s) \\ \bar{N}_{V; ++, +}^{(2)}(b, s) + P'_S \bar{N}_{V; ++, -}^{(2)}(b, s) & P'_S \bar{N}_{V; ++, -}^{(2)}(b, s) \\ \bar{N}_{V; 0+, ++}^{(2)}(b, s) + P'_S \bar{N}_{V; 0+, --}^{(2)}(b, s) & \bar{N}_{V; 0+, +}^{(2)}(b, s) + P'_S \bar{N}_{V; 0+, -}^{(2)}(b, s) \end{pmatrix} - 2 [I_0(b, s)]^2 \begin{pmatrix} N_{V; ++, ++}^{(2)}(b, s) \bar{D}_{V1} & 0 \\ 0 & N_{V; ++, +-}^{(2)}(b, s) \bar{D}_{V2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Der letzte Term rührt von der Tatsache her, daß

$$N_V^{(3)P'_S}(b, s) \bar{D}_V^{P'_S}(b, s) \approx K_V^{(3)}(b, s) \bar{D}_{V; n.f.}(b, s) + O(s^{-1/2}(\log s)^{-3}) \quad (3.46)$$

wobei

$K_V^{(3)}(b, s)$ der helizitätserhaltende Anteil der Matrix $N_V^{(3)P'_S}(b, s)$ ist:

$$K_V^{(3)}(b, s) = \begin{pmatrix} N_{V; ++, ++}^{(3)}(b, s) & 0 & 0 \\ 0 & N_{V; ++, +-}^{(3)}(b, s) & 0 \\ 0 & 0 & N_{V; 0+, 0+}^{(3)}(b, s) \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

Bilden wir, wie üblich, die Linearkombinationen von

$$\left[\gamma_V^{(2)P'_S}(b, s) \right]_{\mathbb{P}} + \left[\gamma_V^{(2)P'_S}(b, s) \right]_{\mathbb{R}}$$

mit $P'_S = \pm 1$, dann gelangen wir zu den 12 endgültigen, unabhängigen Photoerzeugungssamplituden ($V = g^0, \omega^0, \phi^0$):

$$\gamma_{V; ++, ++}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{D}_{V1} + \bar{N}_{V; ++, ++}^{(2)}(b, s) - 2 [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} N_{V; ++, ++}^{(3)}(b, s) \bar{D}_{V1} \right\} \quad (3.48a)$$

$$\gamma_{V; ++, +-}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{D}_{V2} + \bar{N}_{V; ++, +-}^{(2)}(b, s) - 2 [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} N_{V; ++, +-}^{(3)}(b, s) \bar{D}_{V2} \right\} \quad (3.48b)$$

$$\gamma_{V; ++, 0+}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} S(\alpha, b, g) \bar{D}_{V; ++, 0+} + \bar{N}_{V; ++, 0+}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48c)$$

$$\gamma_{V; +, -, +}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 1, b, s) \bar{D}_{V; +, -, +} + \bar{N}_{V; +, -, +}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48d)$$

$$\gamma_{V; 0, +, +}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 1, b, s) \bar{D}_{V; 0, +, +} + \bar{N}_{V; 0, +, +}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48e)$$

$$\gamma_{V; 0, +, -}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 2, b, s) \bar{D}_{V; 0, +, -} + \bar{N}_{V; 0, +, -}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48f)$$

$$\gamma_{V; +, +, -}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 2, b, s) \bar{D}_{V; +, +, -} + \bar{N}_{V; +, +, -}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48g)$$

$$\gamma_{V; +, -, -}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(1, 1, b, s) \bar{D}_{V; +, -, -} + \bar{N}_{V; +, -, -}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48h)$$

$$\gamma_{V; +, -, -}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 3, b, s) \bar{D}_{V; +, -, -} + \bar{N}_{V; +, -, -}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48i)$$

$$\gamma_{V; +, -, -}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 2, b, s) \bar{D}_{V; +, -, -} + \bar{N}_{V; +, -, -}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48j)$$

$$\gamma_{V; 0, +, -}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(1, 0, b, s) \bar{D}_{V; 0, +, -} + \bar{N}_{V; 0, +, -}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48k)$$

und

$$\gamma_{V; 0, +, -}^{(2)}(b, s) = e \left\{ i \left[I_0(b, s) \right]^2 \log \frac{s}{s_0} S(1, 0, b, s) \bar{D}_{V; 0, +, -} + \bar{N}_{V; 0, +, -}^{(2)}(b, s) \right\} \quad (3.48l)$$

Um hieraus physikalisch meßbare Größen zu bestimmen, müssen wir die korrekten Born-Terme für die jeweiligen Reaktionen einsetzen und die so erhaltenen Amplituden vom Stoßparameterraum mittels Fourier-Bessel-Transformation in den (s, t) -Raum zurücktransformieren.

Im nächsten Kapitel werden wir uns damit beschäftigen, die experimentellen Daten für Compton-Streuung sowie für die g^0, ω^0 und ϕ^0 -Vektor-Meson-Photoerzeugung bei hohen Energien mit den angegebenen, aus der K-Matrix-Unitarisierung im Impakt-Parameterraum gewonnenen, Amplituden zu vergleichen.

IV. Datenanalyse

Die Analyse der Compton Wirkungsquerschnitte, die wir an Hand unseres Modells unternommen haben, erfolgte ohne Berücksichtigung des Spins der Stoßpartner. Bei Compton-Streuung gibt es nämlich nicht genügend experimentelle Information (z.B. Polarisations-Messungen), die eine genauere Analyse der Spin-Struktur der elastischen γ_p bzw. γ_n Reaktion gestatten würde. Wir verzichten daher im elastischen Kanal auf Spinkomplikationen und rechnen nur mit einer non-flip-Amplitude. Bei Rho-Photoerzeugung (und zum Teil auch bei ω^0 - und ϕ^0 -Photoerzeugung) ist die experimentelle Information reicher - man verfügt über Messungen von Dichte-Matrix-Elementen⁽²²⁾ - und es ist daher erforderlich, den Spin-Formalismus anzuwenden, um eine sinnvolle Analyse der experimentellen Daten geben zu können.

1. Compton-Streuung

Wir gehen von Gleichung (2.37a) aus und berücksichtigen, daß für die Born-Amplitude, $N^{(1)}(b,s)$, die Regge-Trajektorien mit positiver Signatur $P^0 = P'$ und A_2 in Frage kommen. Das ausgetauschte Objekt soll gerade unter Ladungskonjugation sein und deshalb sind andere hoch liegende^(x) Trajektorien ausgeschlossen. Pion-Austausch, der im Prinzip möglich wäre, ist wegen seines kleinen Wertes für $\alpha_\pi(0)$ vernachlässigt worden. Wir schreiben also für $N^{(1)}(b,s)$ - wie gesagt unter Vernachlässigung der Spinfreiheitsgrade - :

$$\bar{N}^{(1)}(b,s) = \bar{N}_{P'}^{(1)}(b,s) \pm \bar{N}_{A_2}^{(1)}(b,s) \quad (4.1a)$$

mit^(xx)

$$\bar{N}_z^{(1)}(b,s) = -\frac{\bar{P}_z}{2\pi s} \int_0^\infty dx x^{\frac{1}{2}} \left(1 + e^{-i\pi(\alpha_z(0) - \alpha' x^2)} \right) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_z(0) - \alpha' x^2} J_0(bx) \quad (4.1b)$$

Hier steht z für P' bzw. A_2 und $\bar{P}_z$ bedeutet das entsprechende Residuum. Das obere Vorzeichen (+) in Gleichung (4.1a) bezieht sich auf Streuung von γ -Quanten an Protonen, das untere (-) auf die Streuung an Neutronen. Diese Vorzeichen werden von Isospin-Überlegungen diktiert. Die Integration in Gl. (4.1b) liefert, wenn man das Ergebnis in Real- und Imaginärteil trennt:

$$\text{Im } \bar{N}_z^{(1)}(b,s) = -\frac{\bar{P}_z}{8\pi s_0} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_z(0)-1} \left[\frac{\pi}{\log s/s_0} \cos \pi \varphi_z - \sin \pi \varphi_z \right] \frac{e^{-b^2/4s}}{s\pi} \quad (4.2a)$$

^(x) Mit Achsenabschnitt $\alpha_R(t=0) \approx 0.5$

^(xx) Wir setzen für die Steigungen der P' - und A_2 -Trajektorien $\alpha' = 1 \text{ GeV}^2$.

und

$$\operatorname{Re} \bar{N}_{\pm}^{(1)}(b, s) = -\frac{\bar{P}_{\pm}}{8\pi s_0} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\pm}(0)} \left\{ \frac{e^{-b^2/4g}}{g} + \left[\frac{\pi}{\log g/s_0} \sin \pi \varphi_{\pm} + \cos \pi \varphi_{\pm} \right] \frac{e^{-b^2/4gr}}{gr} \right\} \quad (4.2b)$$

mit

$$N = 1 + \pi^2 / (\log s/s_0)^2 \quad \text{und} \quad \varphi_{\pm} = \alpha_{\pm}(0) + b^2 / (4gr \log s/s_0)$$

Die Compton-Amplituden erhält man nun, indem man diese Ausdrücke in die Formel

$$f_{\pm}^{(1)}(s, t) = 2\pi s e^2 \int_0^{\infty} b db \left\{ i C(b, s) - \bar{D}(b, s) + \bar{N}_{\pm}^{(1)}(b, s) \left[1 - \bar{C}(b, s) - 2i \bar{D}(b, s) \right] \right\} J_0(b\sqrt{-t}) \quad (4.3)$$

einsetzt.

$f_{+}^{(1)}(s, t)$ ist die Proton-Compton-Amplitude und $f_{-}^{(1)}(s, t)$ die Neutron-Compton-Amplitude, wobei $N_{\pm}^{(1)}(b, s)$ die oben aufgeführten Kombinationen von P' und A_2 bedeuten. $\bar{C}(b, s)$ und $\bar{D}(b, s)$ sind, wie schon im zweiten Kapitel erwähnt, in beiden Fällen gleich. In unserer Normierung lauten die Ausdrücke für den differentiellen bzw. totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi q^2 s} \left| f^{(1)}(s, t) \right|^2 \quad (4.4)$$

und

$$\operatorname{Im} f^{(1)}(s, t=0) = \frac{1}{2} q \sqrt{s} \sigma_T(s) \quad (4.5)$$

$\sigma_T(s)$ ist der totale Photon-Absorptionswirkungsquerschnitt und q bedeutet den Betrag des Dreierimpulses des einlaufenden Photons im Schwerpunktsystem der Reaktion.

Wir haben die Daten für totale Photoabsorption an Protonen und für die Kombination $\sigma_T^{\gamma p}(s) + \sigma_T^{\gamma n}(s)$ - gewonnen aus Gamma-Deuteron-Streuexperimenten - im Bereich von 3 bis 18 GeV Photonen Energie aus Ref. (29) verwandt. Für differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma^{\gamma p}/dt$ zwischen 6.5 und 17 GeV einlaufenden Photon-Energie haben wir die Daten aus Ref. (30-32) entnommen.

Die relative Stärke der P' und A_2 -Beiträge kann mit Hilfe der Daten für die Photoabsorption an Neutronen, $\sigma_T^{\gamma n}(s)$, bestimmt werden. Wir haben die Kombination $\sigma_T^{\gamma p}(s) + \sigma_T^{\gamma n}(s)$ verwendet, weil diese Summe von A_2 unabhängig ist.

Der A_2 -Anteil kann im Prinzip aus der Differenz $\sigma_T^{\gamma p}(s) - \sigma_T^{\gamma n}(s)$ gewonnen werden; in der Praxis ist dies jedoch unmöglich, da die experimentellen Daten für diese Größe um den Wert Null mit großen Fehlerbalken schwanken. Aus diesem Grunde ist die Bestimmung des A_2 -Beitrags ungenauer als die des P' -Anteils.

Das Modell für Compton-Streuung enthält sieben freie Parameter: Die Konstanten $\bar{C}$ und $\bar{D}$, die den Pomeranchuk-Beitrag charakterisieren, die Bezugsgröße S_0 , die Achsenabschnitte $\alpha_{P'}(0)$ und $\alpha_{A_2}(0)$ der P' und A_2 Trajektorien und deren Residuen $\bar{\beta}_{P'}$ und $\bar{\beta}_{A_2}^{(x)}$. Die Größen $\sigma_T(\infty) = \lim_{s \rightarrow \infty} \sigma_T(s)$

und
$$\xi(\infty) = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\operatorname{Re} f^{(1)}(s, 0)}{\operatorname{Im} f^{(1)}(s, 0)}$$

sind für unsere Zwecke angemessenere Parameter als $\bar{C}$ und $\bar{D}$ und sind mit diesen in einfacher Weise verknüpft:

mit
$$\sigma_T(\infty) = \frac{e^2 \bar{C}}{2\pi \alpha' s_0^2}, \quad \xi(\infty) = -\frac{2}{3} \frac{\tau}{\sigma_T(\infty)}$$

$$\tau = e^2 \bar{D} / 8\pi^2 \alpha'^2 s_0^3.$$

Aus der Analyse von Damashek und Gilman⁽⁹⁾ wissen wir, daß für Energien über 5 GeV der Realteil der Compton-Amplitude immer kleiner als 20% des Imaginärteiles ist. Wir setzen deshalb zuerst $\bar{D}$ gleich Null und lassen erst später einen nicht verschwindenden reellen asymptotischen Anteil in der Compton Amplitude zu um festzustellen, ob die Übereinstimmung mit den Daten hierdurch verbessert wird. Die numerische Analyse und Integration wurde mit Hilfe eines Computers durchgeführt. Für die Chi-quadrat Minimalisierung wurde das Programm MINUIT verwendet.

Als erstes haben wir die totalen und differentiellen γp - bzw. γn -Wirkungsquerschnitte unabhängig gefittet um ein Gefühl zu gewinnen, in welchen Bereichen die Parameter variieren. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist besonders sensitiv gegen Änderungen des Parameters S_0 , der die Steigung des Vorwärtsspeaks bestimmt. Der totale Wirkungsquerschnitt ist gegen Variationen von $\sigma_T(\infty)$ und $\bar{\beta}_{P'}$ und $\bar{\beta}_{A_2}$ empfindlich. Danach haben wir einen gleichzeitigen Fit von $\sigma_T^{\gamma p}(s)$, $\sigma_T^{\gamma p}(s) + \sigma_T^{\gamma n}(s)$ zwischen $E_\gamma = 3$ GeV und $E_\gamma = 18$ GeV und $d\sigma_T^{\gamma p}/dt$ bei den höchsten Energien ($E_\gamma = 16$ und $E_\gamma = 17$ GeV) vorgenommen. Wir erhielten eine konsistente Lösung für den totalen und den differentiellen Wirkungsquerschnitt über die Gesamtheit des Energiebereiches und des t -Bereiches $0 \leq -t \leq 1$ GeV². Später wurde der Fit noch etwas verbessert, indem wir $\xi(\infty)$ variierten, d.h. $\bar{D} \neq 0$ zuließen.

(x) Da in den Formeln nur das Verhältnis $\bar{\beta}/S_0$ vorkommt und nicht $\bar{\beta}$ allein, verwenden wir $\bar{\beta}' := \bar{\beta}/S_0$ als Parameter.

Die endgültigen Parameterwerte sind:

$$\begin{aligned} \sigma(\infty) &= 99.3 \mu b & \alpha_{P'}(0) &= 0.51 & \alpha_{A_2}(0) &= 0.45 \\ \chi(\infty) &= -0.17 & \bar{\beta}'_{P'} &= 35.8 & \bar{\beta}'_{A_2} &= 8.2 \\ s_0 &= 0.06 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die diesen Parametern entsprechenden theoretischen Kurven sind unter den Figuren (IV.1-5) angegeben. Die Kurven für den totalen Wirkungsquerschnitt stimmen mit den gemessenen Daten im ganzen Energiebereich gut überein. Bei $E_\gamma \sim 20$ GeV liegt $\sigma_T^{\text{sp}}(s)$ noch gut 10% über seinem asymptotischen Wert von $99.3 \mu b$. Es ist bemerkenswert, daß das Verhältnis $\delta = \bar{\beta}'_{P'} / \bar{\beta}'_{A_2}$ der P' und A_2 -Beiträge etwa 4.4 ist, also nahe dem von Quark-Modell vorhergesagten Wert von $\delta = 5$.

Die Übereinstimmung im Falle des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei 16.5 GeV ist auch gut mit Ausnahme der drei letzten Punkte, die zu größerem Impulsübertrag gehören. Die Daten für Impulsüberträge kleiner als $-t \sim 0.7 \text{ GeV}^2$ werden bei allen vier gemessenen Energiewerten gut beschrieben. Wir möchten an dieser Stelle darauf aufmerksam machen, daß unser spinloses Modell nur für kleine Impulsüberträge Übereinstimmung mit den Daten erwarten läßt, da für t -Werte weg von der Vorwärts-Richtung in zunehmendem Maße mit Helizitätsflip-Beiträgen zu rechnen ist. Der kleine $\bar{D}$ -Effekt ist in den Kurven nur bei t -Werten von $-t \geq 0.5 \text{ GeV}^2$ bemerkbar und liefert nur eine sehr kleine Korrektur zu den für $\bar{D} = 0$ erhaltenen Kurven.

Die Figuren (IV. 2-4) zeigen die Daten von $d\sigma_T^{\text{sp}}/dt$ bei den niedrigeren Energien $E_\gamma = 6.5, 8, 8.5$ und 11.5 GeV im Vergleich mit der theoretischen Voraussage, die, wie erwähnt, aus einem Fit an die Daten bei der höchsten Energie ($E_\gamma = 16, 17$ GeV) gewonnen wurde.

Die theoretischen Kurven sind mit den Parametern (4.6) berechnet worden. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist besonders eindrucksvoll in Bezug auf den "shrinkage"-Effekt, der deutlich in den Daten zu erkennen ist, und der von den theoretischen Kurven gut wiedergegeben wird. Was den kleinen Wert von s_0 betrifft, so möchten wir darauf hinweisen, daß er vergleichbar ist mit den Werten von s_0 , der bei früheren Analysen rein hadronischer Prozesse gefunden wurde⁽¹⁶⁾.

2. Vektor-Meson-Photoerzeugung

Über diese Prozesse wurde in den letzten Jahren viel neue Information gewonnen. Experimente mit linearpolarisierten Photonen haben es ermöglicht, den Austausch natürlicher und unnatürlicher Parität im Produktionsmechanismus zu trennen. Wir wissen jetzt zum Beispiel, daß bei hohen Energien ρ^0 -Photoerzeugung vorwiegend durch Austausch natürlicher Parität vor sich geht, was typisch für einen Diffraktionsprozeß zu sein scheint. Außerdem hat die Bestimmung der Dichte-Matrix-Elemente für das produzierte ρ^0 -Teilchen gezeigt, daß bei nicht zu großen Impuls-Überträgen nur Rho-Mesonen mit der gleichen s-Kanal-Helizität wie die der einlaufenden Photonen produziert werden. Auf Grund dieser Tatsache und wegen ähnlicher Resultate bei der elastischen πN -Streuung hat man bisher generell angenommen, daß das Pomeranchuk-Gebilde nur bei Helizitäts-Non-Flip-Übergängen koppelt. Im Falle der hochenergetischen Vektor-Meson-Photoerzeugung ist aber diese Annahme wie wir sehen werden nicht gerechtfertigt. Wir stellen vielmehr fest, daß beim Nukleon-Vertex eine von Null verschiedene Kopplung der Pomeranchuk-Singularität bei Helizitäts-Flip-Übergängen eine bessere Beschreibung dieser Diffraktionsprozesse im Rahmen des diskutierten K-Matrix-Modells erlaubt, als es ohne einen solchen Beitrag möglich wäre. Bisher liegen allerdings keine experimentellen Aussagen vor, da die gemessenen Dichte-Matrixelemente nur die $\delta \rho^0 P$ bzw. $\delta \rho^0 R$ Vertizes betreffen.

Bevor wir die einzelnen Prozesse näher besprechen, möchten wir einige Formeln und Begriffe, die für die Diskussion von Nutzen sein werden, angeben.

Die vollen, unätarisierten Helizitäts-Non-Flip-Amplituden lauten für die Prozesse $\gamma p \rightarrow V^0 p$:

$$f_{V, +\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}}^{(2)}(s, t) = 2\pi s e \int_0^\infty b db \left\{ i [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{D}_{V, \frac{1}{2}} + \bar{N}_{V, +\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}}^{(2)}(b, s) - \right. \\ \left. - 2 [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} N_{V, +\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}}^{(2)}(b, s) \bar{D}_{V, \frac{1}{2}} \right\} J_0(b\sqrt{-t}) \quad (4.7)$$

In jedem einzelnen Fall müssen für die Born-Amplituden $\bar{N}_V^{(2)}(b, s)$ und $N_V^{(3)}(b, s)$ die jeweils geeigneten Regge-Input-Terme eingesetzt werden, d.h. für $V^0 = \rho^0$:

$R = P', A_2$ für $V^0 = \omega^0$: $R = P', A_2$, (und π) (vgl. IV.3c),
für $V^0 = \phi^0$ ist direkt kein Bornterm möglich, hier trägt nur P bei. Damit nicht zu viele freie Parameter auftreten, haben wir angenommen - und dies ist im Geiste unseres Modells durchaus berechtigt -, daß die Regge-Parameter der Born-Terme für $\bar{N}_V^{(2)}(b, s)$ und $N_V^{(3)}(b, s)$ gleich sind, d.h. $N_V^{(3)}(b, s) \approx \bar{N}_V^{(2)}(b, s)$.

In dem beschriebenen Modell ist der asymptotische Anteil für die Vektor-Meson-Photoerzeugungsamplitude bis auf Terme der Ordnung $O(e^2)$ rein imaginär; im Gegensatz zur Compton-Amplitude, die auch asymptotisch einen kleinen reellen Anteil enthält. Es ist leicht zu erkennen, daß diese imaginäre, helizitätserhaltende Pomeranchuk-Amplitude vom Austausch rein natürlicher Parität im t-Kanal herrührt^(x). Wenn aber nur natürliche ($P' = (-1)^J$) bzw. unnatürliche ($P' = -(-1)^J$) Parität im t-Kanal ausgetauscht wird, besteht eine zusätzliche Symmetrie der Streuamplituden in leitender Ordnung in s⁽²⁷⁾:

$$f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^{(s,t)} = P_t' \gamma_a \gamma_b (-1)^{s_a - s_c + \lambda_a - \lambda_c} f_{-\lambda_c \lambda_d; -\lambda_a \lambda_b}^{(s,t)} \quad (4.8)$$

In unserem Falle bedeutet diese Symmetrie:

$$\bar{D}_{V1} = \bar{D}_{V2} \quad (4.9)$$

Analog gilt für die Regge-Residuen in den Born-Termen:

$$\bar{P}_{V; ++, ++}^{(2)} = \bar{P}_{V; +-, +-}^{(2)} \quad (4.10)$$

Nach dieser Vereinfachung verfügen wir nur noch über eine unabhängige Non-Flip-Amplitude, die wir in folgender Weise umbenennen möchten:

$$f_{V; nf}^{(2)}(s,t) = 2\pi s e \int_0^\infty b db \left\{ i [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{D}_{V; nf} + \right. \\ \left. + \bar{N}_{V; nf}^{(2)}(b,s) \left[1 - 2 [I_0(b,s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{D}_{V; nf} \right] \right\} J_0(b\sqrt{-t}) \quad (4.11)$$

wo wir wie erwähnt $N_V^{(3)}(b,s) = \bar{N}_V^{(2)}(b,s)$ gesetzt haben.

(x) Dies folgt aus der Betrachtung der Paritätsstruktur der Amplituden im t-Kanal⁽¹⁷⁾.

In Zusammenhang mit dem Paritäts-Austausch-Mechanismus im t-Kanal definieren wir nun die experimentell relevante Größe

$$P_{\sigma} = \frac{\sigma^N - \sigma^U}{\sigma^N + \sigma^U}$$

Die Paritätssymmetrie $P_{\sigma} = P_{\sigma}(s, t)$ charakterisiert den relativen Beitrag natürlicher (σ^N) bzw. unnatürlicher Parität (σ^U) zum differentiellen Wirkungsquerschnitt. Diese Größe ist deshalb sinnvoll, weil die Interferenzen zwischen beiden Austausch-Mechanismen bei hohen Energien verschwinden und der Wirkungsquerschnitt als Summe von σ^N und σ^U geschrieben werden kann⁽³³⁾.

Es gilt in dieser Näherung:

$$P_{\sigma} \approx 2 \rho_{1-1}^1 - \rho_{00}^1$$

wobei $\rho_{\lambda_v \lambda_{v'}}^1$ und $\rho_{\lambda_v=0, \lambda_{v'}=0}^1$ die Dichte-Matrix-Elemente für V^0 darstellen^(x) (33). kann also aus den gemessenen Dichte-Matrix-Elementen für das erzeugte Vektor-Meson gewonnen werden. Wir möchten folgende Relationen zwischen Dichte-Matrix-Elementen und Helizitätsamplituden angeben, die in einer Helizitätsflip-Analyse der Experimente von Bedeutung sind⁽³³⁾:

$$\rho_{00}^0 = \frac{2 \sum_{\lambda_d \lambda_b} |f_{0\lambda_d; 1\lambda_b}(s, t)|^2}{\sum_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b} |f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, t)|^2} \quad (4.12a)$$

$$\text{Re } \rho_{10}^0 = \frac{\text{Re} \sum_{\lambda_d \lambda_b} [f_{1\lambda_d; 1\lambda_b}(s, t) - f_{-1\lambda_d; 1\lambda_b}(s, t)] f_{0\lambda_d; 1\lambda_b}^*(s, t)}{\sum_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b} |f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, t)|^2} \quad (4.12b)$$

$$\rho_{1-1}^0 = \frac{2 \text{Re} \sum_{\lambda_d \lambda_b} f_{1\lambda_d; 1\lambda_b}(s, t) f_{-1\lambda_d; 1\lambda_b}^*(s, t)}{\sum_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b} |f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, t)|^2} \quad (4.12c)$$

(x) In der üblichen Notation: $\rho_{\lambda_v \lambda_{v'}} = \rho_{\lambda_v \lambda_{v'}}^0 + \sum_{i=1}^3 P_{\sigma}^i \rho_{\lambda_v \lambda_{v'}}^i$ als Polarisationsvektor.

mit $\vec{P}_{\sigma}$

$$\rho_{1-1}^1 + \text{Im} \rho_{1-1}^2 = \frac{2 \sum_{\lambda_c \lambda_d} f_{1\lambda_d; -1\lambda_c}(s, t) f_{-1\lambda_d; 1\lambda_c}^*(s, t)}{\sum_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b} |f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(s, t)|^2} \quad (4.12d)$$

ρ_{00}^0 mißt die Beiträge der Flip-Amplituden ($\lambda_\gamma = 1 \rightarrow \lambda_\rho = 0$) zum differentiellen Wirkungsquerschnitt. $\text{Re} \rho_{10}^0$ und ρ_{1-1}^0 bestimmen die Interferenz zwischen Flip und Non-Flip-Amplituden am Photon-Rho-Vertex. Diese Größen sind empfindlicher gegenüber kleinen Helizitätsflip-Komponenten als die Größe ρ_{00}^0 in der die Flip-Amplituden quadratisch auftreten. Die letzte Gleichung verknüpft die doppel Flipübergänge am γ - ρ -Vertex mit den Dichte-Matrix-Elementen. Die Nenner der Ausdrücke (4.12a) bis (4.12d) sind proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Vektor-Meson-Photoerzeugung.

Unter der Annahme eines rein natürlichen Paritäts-Austausches im t-Kanal erhält man nun bei hohen Energien folgende Ausdrücke für ρ_{1-1}^0 und $\text{Re} \rho_{10}^0$:

$$\rho_{1-1}^0 \approx \frac{\text{Im} f_{-+,++}^P}{\text{Im} f_{++,++}^P} \quad (4.13a)$$

und

$$\text{Re} \rho_{10}^0 \approx \frac{1}{2} \frac{\text{Im} f_{0+,++}^P}{\text{Im} f_{++,++}^P} \quad (4.13b)$$

wobei wir nur die führenden Terme in s und in t berücksichtigt haben.

Hier stellen $f_{0+,++}^P$ ($f_{++,++}^P$) den Pomeranchuk-Beitrag zur Amplitude dar, mit Helizitätsflip (=non-flip) beim Übergang vom γ zum Vektormeson. Oder, wenn wir den vollen Ausdruck für die f^P aus unserem Modell in diese Formeln einsetzen:

$$\rho_{1-1}^0 \approx \frac{\int_0^\infty b db [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 2, b, \rho) \bar{D}_{-+,++} J_2(b\sqrt{-t})}{\int_0^\infty b db [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{D}_{n.f.} I_0(b\sqrt{-t})} \quad (4.14a)$$

$$\text{Re} \rho_{10}^0 \approx \frac{1}{2} \frac{\int_0^\infty b db [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} S(0, 1, b, \rho) \bar{D}_{0+,++} J_1(b\sqrt{-t})}{\int_0^\infty b db [I_0(b, s)]^2 \log \frac{s}{s_0} \bar{D}_{n.f.} I_0(b\sqrt{-t})} \quad (4.14b)$$

Der erste Ausdruck liefert nach Integration:

$$f_{1-1}^* \approx \frac{1}{2} \frac{\bar{D}_{-+,++}}{\bar{D}_{n,f}} \left(-\frac{t}{s_0} \right) = \frac{1}{2} \frac{\bar{D}_{+,--}}{\bar{D}_{n,f}} \left(-\frac{t}{s_0} \right) \quad (x) \quad (4.15a)$$

und der zweite Ausdruck:

$$\operatorname{Re} f_{10}^0 \approx \frac{1}{4} \frac{\bar{D}_{0+,++}}{\bar{D}_{n,f}} \sqrt{-\frac{t}{s_0}} \quad (4.15b)$$

Wir notieren hier auch der Vollständigkeit halber den Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Prozesse $\gamma N \rightarrow \gamma N$

$$\frac{d\sigma^{\gamma}}{dt} = \frac{1}{4} \frac{1}{4\pi q^2 s} \sum_{\lambda_V \lambda_{N'}, \lambda_{\gamma} \lambda_N} \left| f_{\lambda_V \lambda_{N'}, \lambda_{\gamma} \lambda_N}(s, t) \right|^2 \quad (4.16)$$

dabei ist q der Betrag des 3-Impuls des Photons im Schwerpunktsystem.

Der erste Faktor ist der übliche statistische Spin-Faktor. Wegen der Reduzierung der unabhängigen Amplituden als Folge der Paritätserhaltung und der Symmetrie (4.8), die immer besteht, wenn nur an einem Vertex die Helizität verändert wird^(xx), ergibt sich für $d\sigma^{\gamma}/dt$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\gamma}}{dt} = \frac{1}{4\pi q^2 s} & \left[\left| f_{V, n, f}^{(2)}(s, t) \right|^2 + \left| f_{V, ++, -}^{(2)}(s, t) \right|^2 + \left| f_{V, 0+, ++}^{(2)}(s, t) \right|^2 + \left| f_{V, ++, -}^{(2)}(s, t) \right|^2 \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \left| f_{V, 0+, -}^{(2)}(s, t) \right|^2 + \frac{1}{2} \left| f_{V, 0+, -}^{(2)}(s, t) \right|^2 + \frac{1}{2} \left| f_{V, ++, -}^{(2)}(s, t) \right|^2 + \frac{1}{2} \left| f_{V, ++, -}^{(2)}(s, t) \right|^2 \right] \end{aligned} \quad (4.17)$$

Nachdem wir nun über das allgemeine Rüstzeug verfügen, kehren wir zur Besprechung der einzelnen Prozesse zurück.

2a. Phi-Photoerzeugung

Wie schon seit langem bekannt, ist der Prozess $\gamma p \rightarrow \phi p$ besonders geeignet, um die Natur des Pomeranchuk-Gebildes zu untersuchen^(34, 35). Der Grund liegt

(x) Die Symmetrie in Gleichung (4.8) erfordert $\bar{D}_{-+,++} = \bar{D}_{++,+-}$.

(xx) Siehe Referenz (17), Seite 283:

$n = \bar{n} = 0, |\lambda - \mu| = |\lambda' + \mu'|$ im Falle von Flip an nur einem Vertex.

darin, daß das ϕ^0 -Teilchen nicht an sekundäre Regge-Trajektorien koppelt. In der Beschreibung des Quark-Modells ist ϕ^0 nämlich ein reiner $\lambda\bar{\lambda}$ -Quark-Zustand, und deshalb ist eine direkte $\gamma R \phi^0$ -Kopplung nicht erlaubt (R ist nicht aus seltsamen Quarks aufgebaut!). Phi-Photoproduktion ist folglich ein ideales Experimentierfeld für das Studium des Diffraktionsmechanismus, beschrieben durch einen "reinen Pomeranchukaustausch". Leider ist die ϕ^0 -Photoerzeugungsrate sehr klein und die Daten sind noch nicht so präzise, wie es für eine genaue Analyse wünschenswert wäre. Trotzdem werden wir aus dem Vergleich der Daten mit unserem Modell einige entscheidende Hinweise über die Helizitätsstruktur dieser Reaktion gewinnen.

Auch von experimenteller Seite scheint es heute evident zu sein, daß es sich bei der ϕ^0 -Photoerzeugung in der Tat um einen Prozeß rein diffraktiver Natur handelt. Zusätzlich zur Konstanz des totalen Wirkungsquerschnittes und zum ausgeprägten Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit wachsenden Werten von $|t|$ haben die Experimente mit linear polarisierten Photonen gezeigt, daß es im wesentlichen nur ein Beitrag natürlicher Parität ist, der im t-Kanal ausgetauscht wird.

Wir haben in unserer Analyse die Daten von Ballam et al.⁽²²⁾, Anderson et al.⁽³⁶⁾ und Berger et al.⁽⁴⁶⁾ verwendet. Es sind dies Daten zu den höchsten γ -Energien die es bisher gibt. Der Energie-Bereich der einlaufenden Photonen erstreckt sich von 6.0 GeV bis 17.8 GeV. Da wir bei den höchsten Energien weder Dichte-Matrix-Elemente kennen, noch über sonstige Information bezüglich der Helizitätsstruktur der Amplituden verfügen, werden wir diese Information aus den gemessenen Daten bei 9.3 GeV einlaufender Photonenergie extrahieren⁽²²⁾.

Bei 9.3 GeV beträgt der gemessene Wert des Dichte-Matrix-Elementes $\rho_{00}^0 = 0.00 \pm 0.07$ ⁽²²⁾. Daher sind die Amplituden $f_{0+, ++}$, $f_{0+, +-}$ und $f_{0+, --}$ in Gl. (4.17) sehr klein und durchaus mit Null verträglich. Da $f_{0+, +-}$ und $f_{0+, --}$ einer höheren Ordnung in Spinflip als $f_{0+, ++}$ entsprechen (Flip an beiden Vertizes), werden wir diese beiden Amplituden ($f_{0+, +-}$ und $f_{0+, --}$) exakt Null setzen und $f_{0+, ++}$, die im Prinzip aus $\text{Re } \rho_{10}^0$ bestimmbar ist (vergl. (4.13b)), als sehr klein annehmen.

Die Amplituden $f_{++, --}$ und $f_{+-, -+}$ in Gl. (4.17) haben ein Verhalten wie $\sim (-t)^{3/2}$ in Vorwärtsrichtung und werden in unserer Analyse von jetzt ab vernachlässigt. Dies ist auch in völliger Übereinstimmung zu dem, was man über diese Übergänge aus den Dichte-Matrix-Elementen weiß^(22, 37).

Der Ausdruck für $d\sigma/dt$ für die ϕ^0 -Photoerzeugung lautet dann:

$$\frac{d\sigma^{\phi^0}}{dt} = \frac{1}{4\pi q^2 s} \left[|f_{\phi; n.f.}^{(s,t)}|^2 + |f_{\phi; ++, -}^{(s,t)}|^2 + |f_{\phi; 0+, ++}^{(s,t)}|^2 + |f_{\phi; ++, -}^{(s,t)}|^2 \right] \quad (4.18)$$

Von den drei Flip-Amplituden ist die für den Spin-Flip am Nukleon-Vertex verantwortliche Amplitude $f_{++,-}$ mit den bisherigen Experimenten nicht von der Non-Flip-Amplitude zu trennen. Sie verschwindet jedoch in der Vorwärtsrichtung wegen Drehimpulserhaltung. Die anderen beiden Amplituden kann man mit Hilfe der gemessenen Dichte-Matrix-Elemente abschätzen, und sie sind in der Tat sehr klein, so daß die s-Kanal Helizitätserhaltung am Photon-Phi-Vertex eine gute Annahme ist, jedenfalls für nicht zu große Werte von $|t|$.

Da nur Pomeranchuk-Austausch vorhanden ist, gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\phi^0}}{dt} = \frac{1}{4\pi q^2 s} & \left| f_{\phi; n.f.}^P(s,t) \right|^2 \left\{ 1 + \left(\frac{1}{2} \frac{\bar{D}_{++,-}}{\bar{D}_{n.f.}} \sqrt{\frac{-t}{s_0}} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{2} \frac{\bar{D}_{0+, ++}}{\bar{D}_{n.f.}} \sqrt{\frac{-t}{s_0}} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\bar{D}_{+-,-}}{\bar{D}_{n.f.}} \left(\frac{-t}{s_0} \right) \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.19)$$

oder, wenn man nach Potenzen von $-t/s_0$ ordnet:

$$\frac{d\sigma^{\phi^0}}{dt} = \frac{1}{4\pi q^2 s} \left| f_{\phi; n.f.}^P(s,t) \right|^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} u \left(\frac{-t}{s_0} \right) + \frac{1}{4} v \left(\frac{-t}{s_0} \right)^2 \right\} \quad (4.20)$$

Wir haben hier neue Parameter u und v eingeführt:

$$u := \left(\frac{\bar{D}_{++,-}}{\bar{D}_{n.f.}} \right)^2 + \left(\frac{\bar{D}_{0+, ++}}{\bar{D}_{n.f.}} \right)^2 = u_1 + u_2 \quad (4.21a)$$

$$v := \left(\frac{\bar{D}_{+-,-}}{\bar{D}_{n.f.}} \right)^2 \quad (4.21b)$$

Im Prinzip ist v aus der t -Abhängigkeit von $\rho_{1-1}^{\phi^0}$ bestimmbar (vgl. (4.15a)). Da aber bei der ϕ^0 -Produktion für $\rho_{1-1}^{\phi^0}$ nur ein Wert gemittelt über den Bereich $0.02 \leq |t| \leq 0.8 \text{ GeV}^2$ zur Verfügung steht, ist v nicht eindeutig zu bestimmen.

Wir haben an dieser Stelle den Wert von v , der aus den Rho-Daten gewonnen wurde,

übernommen. Die bei ϕ^0 -Erzeugung gemessenen Dichte-Matrix-Elemente⁽²²⁾ sind mit den entsprechenden η^0 -Daten verträglich. Deshalb und da der Parameter v nur eine kleine Korrektur zum Wirkungsquerschnitt liefert, ist dieses Vorgehen gerechtfertigt.

Der Parameter u ist eine Mischung von Flipanteilen am Nukleon-Vertex (u_1) und am Photon-Vertex (u_2). Der zuletzt genannte Anteil ist aus $\text{Re } g_{10}^0$ zu bekommen. Es wird sich herausstellen, daß dieser Anteil u_2 nur einen sehr kleinen Prozentsatz von u ausmacht. Das heißt, der Parameter mißt im wesentlichen den Helizitätsflip am Nukleon-Vertex (anders ausgedrückt $u \approx u_1$).

Als freie Parameter in unserer Analyse der ϕ^0 -Photoerzeugung bleiben $\bar{D}_{n,4}$ und u . Den Parameter S_0 haben wir aus der vorhergehenden Analyse der Compton-Streuung übernommen, wie es im Rahmen des hier verwandten Vielkanalmodells vernünftig ist. Er ist folglich auf den Wert $s_0 = 0.06 \text{ GeV}^2$ festgelegt. Man sieht, daß die ϕ^0 -Analyse besonders geeignet ist, um die Größe der Helizitätsflip-Beiträge am Nukleon Vertex zu bestimmen.

Wir haben die Daten von Ref. (22, 36, 46) bei $E_\gamma = 8.5, 9.3, 11.5, 13, 14.5$ und 17.8 GeV einlaufender Photon-Energie mit dem beschriebenen Modell verglichen. Für den Parameter v haben wir den Wert $v = .002$ eingesetzt (siehe Rho-Produktion weiter unten). Das endgültige Ergebnis ist in den Figuren (IV. 6-9) dargestellt und entspricht den Werten

$$\begin{aligned} D_\phi &= 0.012 \\ u &= 0.41 \end{aligned} \quad (4.22)$$

für die freien Parameter.

In diese Figuren sind je zwei Kurven eingetragen. Die ausgezogenen Kurven gehören zu unserer Lösung (4.22) für die vier verschiedenen Energiewerte von E_γ . Die gestrichelten Kurven entsprechen einer Analyse mit Helizitätserhaltung an allen Vertizes ($u = 0, v = 0$). Der χ^2 -Wert in diesem Falle ist groß; etwa doppelt so groß wie der entsprechende χ^2 -Wert für unsere Lösung (4.22), die die beste Lösung mit den freien Parametern D_ϕ und u darstellt. Daher ist im Rahmen dieses Modells eine solche Lösung ohne Flip-Anteile ausgeschlossen.

Aus der Information über $\text{Re } g_{10}^0$ (damit kann der Parameter u_2 bestimmt werden) bei η^0 -Photoerzeugung (siehe nächster Abschnitt), und da die ϕ^0 -Daten mit den η^0 -Daten verträglich sind, wissen wir, daß nur etwa 3-4% von u mit dem Flip am Photon-Vertex verknüpft ist. Daher wird der Parameter u , wie schon früher erwähnt,

hauptsächlich vom Spin-Flip am Nukleon-Vertex bestimmt.

Kurz zusammengefaßt ist unsere Aussage folgende: Bei unserer Analyse der ϕ^0 -Photoerzeugung hat sich die wichtige Tatsache herausgestellt, daß ein beträchtlicher Anteil an Helizitätsflip am Nukleon-Vertex stattfindet ($u_1 \approx u = 0.41$). Da zu der ϕ^0 -Photoproduktion nur der P -Austausch beiträgt, kommt dieser Spinflip eindeutig von der Pomeranchuk-Kopplung. Dies ist jedoch eine spezifische Möglichkeit in dem beschriebenen K-Matrix-Modell, wogegen in den herkömmlichen Modellen die Pomeranchuk-Singularität angemessenermaßen nur an helizitätserhaltende Amplituden koppelt. Einen weiteren Hinweis auf einen relativ großen Anteil von Spin-Flip am Nukleon-Vertex werden wir aus unserer Analyse der Rho-Photoerzeugung im nächsten Abschnitt erhalten.

2b. Rho-Photoerzeugung

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho p$ ist ein weiteres Beispiel eines vorwiegend diffraktiven Prozesses. In letzter Zeit hat man viel experimentelles Material zu diesem Prozeß gesammelt, und es spricht viel für die Annahme, daß fast ausschließlich Trajektorien mit natürlicher Parität im t-Kanal ausgetauscht werden. So gilt zum Beispiel für den Asymmetrie-Parameter $P_{\rho}^{(22)}$

$$P_{\rho} = 0.94 \pm 0.06 \quad \text{bei } 2.8 \text{ GeV}$$

$$P_{\rho} = 1.02 \pm 0.05 \quad \text{bei } 4.7 \text{ GeV}$$

$$P_{\rho} = 1.01 \pm 0.09 \quad \text{bei } 9.3 \text{ GeV}$$

Im Bereich von $-t = 0.02$ bis $-t \sim 1 \text{ GeV}^2$. Schon bei diesen relativ niedrigen Energien dominiert also der Austausch natürlicher Parität im t-Kanal völlig. Deshalb betrachten wir nur Trajektorien natürlicher Parität als Kandidaten für unsere Born-Amplituden. Ladungskonjugation schränkt die Möglichkeiten weiter ein, so daß nur die P' ($= f^0$) und die A_2 -Trajektorien als Beiträge übrig bleiben. Wir schreiben daher:

$$\bar{N}^{(u)}(b,s) = \bar{N}_{P'}^{(u)}(b,s) + \bar{N}_{A_2}^{(u)}(b,s) \quad (4.23)$$

für die Born-Amplitude in der Stoßparameter-Darstellung. Dieselben Argumente wie bei der ϕ^0 -Produktion führen uns nun zu den drei nicht verschwindenden Flip-Amplituden $f_{++,-}$, $f_{0+,++}$ und $f_{+-,-}$. Wir machen die Annahme, daß, ebenso wie bei ϕ^0 -Produktion, auch bei ρ^0 -Photoerzeugung die Flip-Amplituden nur im Pomeranchuk-

Term vorkommen, oder, anders ausgedrückt, daß bei hohen Energien die Flip-Anteile der Regge-Komponenten in der Amplitude vernachlässigbar sind im Vergleich zu den asymptotischen Anteilen der Flip-Amplituden. Asymptotische Flip-Beiträge konnten ja in dem K-Matrix-Unitarisierungsverfahren automatisch auftreten, wenn auch über die Stärke der Kopplungskonstanten bei Helizitätsflipübergängen sowie deren Vorzeichen theoretisch nichts gesagt werden kann. Es sei daran erinnert, daß der non-flip-Pomeranchuk-Beitrag im elastischen Kanal einer positiven Kopplungsstärke entspricht, wie aus dem Zusammenhang mit dem optischen Theorem hervorgeht. Die Annahme, daß der Pomeranchuk-Term sowohl Flip- als auch Non-Flip-Anteile enthält, steht im Gegensatz zu den üblichen Regge-Parametrisierungen, in denen man "Pomeranchuk-Austausch" immer nur als Beitrag bei non-flip-Amplituden in Betracht zieht.

Wir schreiben daher für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die φ^0 -Photoproduktion:

$$\frac{d\sigma^{\varphi}}{dt} = \frac{1}{4\pi q^2 s} \left\{ \left| f_{g,n.f}(s,t) \right|^2 + \left| f_{g,n.f}^{\mathbb{P}}(s,t) \right|^2 \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\bar{D}_{++,-}}{\bar{D}_{n.f}} \right)^2 \left(-\frac{t}{s_0} \right) + \right. \right. \quad (4.24)$$

$$\left. \left. + \frac{1}{4} \left(\frac{\bar{D}_{0,++}}{\bar{D}_{n.f}} \right)^2 \left(-\frac{t}{s_0} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{\bar{D}_{+-,-}}{\bar{D}_{n.f}} \right)^2 \left(-\frac{t}{s_0} \right) \right] \right\}$$

wobei für $f_{g,n.f}(s,t)$ der Ausdruck (4.11) einzusetzen ist, in dem für $\bar{N}_{v,n.f}^{(2)}(\ell,s)$ die Summe der Born-Terme für P' und A_2 Austausch gewählt wird (vgl. Gl. (4.23)). Der explizite Ausdruck ist von der gleichen Form wie bei der Compton-Analyse, Gleichung (4.2). $f_{n.f}^{\mathbb{P}}(s,t)$ ist wie immer der asymptotisch führende Term, d.h. der erste Summand in Gl. (4.11).

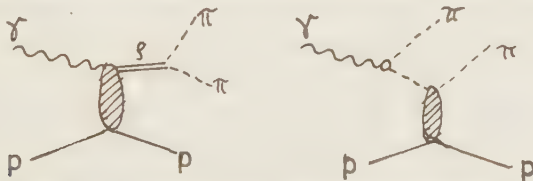
Wir betrachten zunächst die Dichte-Matrix-Elemente ρ_{A-1}^0 und $\text{Re } \rho_{A_0}^0$, die uns Information über den Helizitätsflip am Photon-Vertex liefern. Dafür benutzen wir die Daten bei 9.3 GeV, denn dies ist die höchste Energie bei der die Dichte-Matrix-Elemente gemessen wurden⁽²²⁾. Unsere Fits an $d\sigma/dt$ werden aber bei wesentlich höheren Energien (11.5 - 17.8 GeV) durchgeführt, da das Modell für den Pomeranchuk-Anteil ja auf dem Vielfachstreuverhalten bei hohen Energien basiert und bei hohen Energien die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment

zu erwarten ist. In Fig. (IV. 10) und (IV. 11) zeigen wir die t-Abhängigkeit der experimentellen Dichte-Matrix-Elemente $\text{Re } \rho_{10}^0$ und ρ_{1-1}^0 zusammen mit den theoretischen Kurven, Gl. (4.15b) und Gl. (4.15a), für verschiedene Werte der Parameter $(\bar{D}_{0,++}/\bar{D}_{n,f}) = u_2^{1/2}$ und $(\bar{D}_{+,-}/\bar{D}_{n,f}) = -v^{1/2}$ (das Vorzeichen ist hier aus Konsistenzgründen negativ gewählt worden, denn experimentell ist ρ_{1-1}^0 negativ)^(x). Wir sehen, daß die großen Fehler keine präzise Bestimmung der Parameter erlauben. Als sinnvollste Werte möchten wir angeben:

$$\begin{aligned} u_2^{1/2} &= \bar{D}_{0,++}/\bar{D}_{n,f} = 0.12 \\ v^{1/2} &= |\bar{D}_{+,-}/\bar{D}_{n,f}| = 0.04 \end{aligned} \quad (4.25)$$

Der Parameter u ($u = u_1 + u_2$) wird später in der Analyse von $d\sigma/dt$ für die ρ^0 -Photoerzeugung bestimmt und wir werden sehen, daß u_2 nur einen kleinen Bruchteil davon ausmacht. Wie bei der ϕ^0 -Produktion ist also $n \propto u_1$, d.h. der größte Anteil an Helizitätsflip geschieht am Nukleon-Vertex. Die Zahlenwerte (4.25) haben wir auch bei der ϕ^0 -Produktion-Analyse verwendet.

Wie allgemein bekannt, wirft das Massenspektrum des ρ^0 -Teilchens bei Photoerzeugung ein Problem auf⁽³⁷⁾; verglichen mit einer p-Welle-Breit-Wigner-Resonanz ist die Massenverteilung des $\pi\pi$ -Systems, in das das ρ^0 -Meson zerfällt, unsymmetrisch: die Anzahl von π Paaren zu niedriger Masse ist zu groß und die zu höherer Masse zu klein.^(xx) Der Grund hierfür ist nicht genau verstanden. Eine mögliche, und physikalisch plausible Erklärung liegt in der Interferenz zweier ρ^0 -Photoproduktions-Mechanismen, die den folgenden beiden Diagrammen entsprechen.



Wir wollen nicht auf das Massenproblem der photoerzeugten ρ -Mesonen im Detail eingehen, da unser Modell hierzu keine neuen Einblicke liefert. Wir möchten aber betonen, daß die theoretischen Schwierigkeiten in der Deutung des Massenspektrums

(x) Wir übernehmen hier die Definitionen von $u = u_1 + u_2$ und v aus dem vorigen Abschnitt.

(xx) Diese Tatsache hat aber in der Analyse des Rho-Zerfalls wenig Einfluß. Die Dichte-Matrix-Elemente sind daher vom "skewing" nicht beeinflusst.

eine Ungewissheit in der Gewinnung der ρ^0 -Wirkungsquerschnitte von 20 bis 30% verursacht.

Wir haben die Daten von Anderson et al⁽³⁶⁾ bei unserer Analyse zugrundegelegt. Wie bei der ϕ^0 -Erzeugung erstreckt sich der gemessene Energiebereich von $E_\gamma = 6.5$ bis $E_\gamma = 17.8$ GeV.

Aus Rho-Photoproduktions-Experimenten am Deuterium weiß man ferner, daß der Isovektor-Austausch im t-Kanal sehr klein im Vergleich zum isoskalaren Austausch ist. Das heißt, der A_2 -Beitrag zur Photoerzeugungsamplitude ist in erster Näherung vernachlässigbar. Nach SU(3)-Überlegungen ist die A_2 -Kopplung im Prozeß $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ zehn mal kleiner als die P' -Kopplung. In einem ersten Fit ist daher A_2 -Austausch zunächst ignoriert worden und wurde erst später berücksichtigt, um den χ^2 -Wert zu verbessern.

Wir haben insgesamt vier Parameter zur Verfügung. Die Parameter $D_{n.f.}$ und u charakterisieren den Pomeranchuk-Beitrag (der letztere den Helizitätsflipanteil).

$\bar{P}'_{P'}$ ist die P' und $\bar{P}'_{A_2}$ die A_2 Kopplungskonstante^(x). Für die Achsenabschnitte bei $t = 0 - \alpha_{P'}(0)$ und $\alpha_{A_2}(0)$ - übernehmen wir die Werte, die wir aus der Compton-Analyse bereits bekommen haben. Dasselbe gilt für den Skalenfaktor s_0 .

Nach einigen vorläufigen Fits an die Wirkungsquerschnitte bei der höchsten Energie von $E_\gamma = 17.8$ GeV, um die Parameter für den P -Term einzuschränken, haben wir einen gemeinsamen Fit an die Daten bei 11.5 und 17.8 GeV unternommen. Ein endgültiger Fit bei dem auch $\bar{P}'_{A_2} \neq 0$ zugelassen wurde, hat schließlich folgende Werte ergeben:

$$\begin{aligned} e \bar{D}_{n.f.} &= 0.038 \\ e \bar{P}'_{P'} &= 15.3 \\ e \bar{P}'_{A_2} &= 1.05 \\ u &= 0.35 \end{aligned}$$

Auch hier haben wir einen beträchtlichen Anteil an Spin-Flip entdeckt ($u = 0.35$). Davon stammen nur etwa 4% ($u_2/u \approx 0.04$) von Helizitätsflip am Übergang von γ in ρ^0 (siehe weiter oben). Der Großteil rührt von Helizitätsflip am unteren (Nukleon)-Vertex her.

(x) $\bar{P}'_{P', A_2} := P'_{P', A_2} / s_0$

Die Analyse beider Prozesse, der ϕ^0 - und ρ^0 -Photoerzeugung, hat ungefähr denselben Wert für den Parameter u geliefert. Das ist physikalisch verständlich, da beide Reaktionen bei hohen Energien von ähnlicher, diffraktiver Natur sind. Dieses Resultat bekräftigt ferner unsere frühere Annahme, daß der Parameter v in beiden Fällen derselbe ist und ergibt somit ein konsistentes Bild für die Flip-Struktur dieser hochenergetischen diffraktiven Prozesse.

Die Figuren (IV.12) bis (IV.17) zeigen die entsprechenden theoretischen Kurven für $E_\gamma = 6.5, 11.5, 13., 14.5, 16$ und 17.8 GeV. Da in unserer Analyse nur die Daten zu 11.5 und 17.8 GeV verwendet wurden, sind die Kurven für $E_\gamma = 6.5, 13, 14.5$ und 16 GeV eine reine Vorhersage. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist ausgezeichnet über das ganze Energieintervall und nur bei 6.5 GeV ist eine Abweichung von Theorie und Experiment zu erkennen. Wir möchten aber darauf aufmerksam machen, daß wir einige Annahmen gemacht haben, die sicher nur bei ganz hohen Energien berechtigt sind. Es könnten z.B. bei Energien, wie 6.5 GeV auch Helizitätsflip-Beiträge, herrührend von den Born-Termen, P' und A_2 , die wie $1/\sqrt{s}$ bei großen Energien absterben, vorkommen und mit den anderen Amplituden interferieren, so daß die Übereinstimmung mit den Daten wieder hergestellt würde. Bereits bei Energien von ca. 11.5 GeV sollte jedoch diese Interferenz keine erhebliche Rolle mehr spielen.

2c. Omega-Photoerzeugung

Im Gegensatz zur ϕ^0 und ρ^0 -Photoerzeugung ist die ω^0 -Photoerzeugung nicht rein diffraktiver Natur. Bei 2.8 GeV stammt ungefähr 50% des Wirkungsquerschnittes vom Austausch unnatürlicher Parität im t -Kanal. Ferner deutet die s -Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes $\sigma(\gamma_p \rightarrow \omega^0 p)$ darauf hin, daß Ein-Pion-Austausch dafür verantwortlich ist. Bei 9.3 GeV ist dieser Anteil praktisch verschwunden und die Wirkungsquerschnitte sind durch den Austausch natürlicher Parität bestimmt. Es gibt leider keine Daten oberhalb 9.3 GeV, so daß wir nicht in der Lage sind, die Parameter, die mit dem Diffraktionsmechanismus zu tun haben, eindeutig zu bestimmen. Wir haben die Daten bei $E_\gamma = 4.7$ und 9.3 GeV von Ref. (22) bei unserer Analyse zugrundegelegt. Wie bei der ρ^0 -Photoerzeugung wird der Anteil natürlicher Parität an der Amplitude durch P , P' und A_2 -Austausch beschrieben. Da wir über keine ω^0 -Photoerzeugungsdaten an Neutronen verfügen, kann die Austausch-Entartung der P' und A_2 -Trajektorien nicht aufgehoben werden^(x).

(x) Man spekuliert über einen vergleichsweise großen Anteil an A_2 -Austausch in der ω^0 -Photoproduktion (38).

Eigentlich ist unser Modell, so wie es eingangs durch Vielfachstreuüberlegungen bei hohen Energien eingeführt wurde, nur für die Beschreibung der Terme in der Amplitude bestimmt, die asymptotisch konstant sind oder sich wie $1/\sqrt{s}$ verhalten. Deshalb liegt eine Ein-Pion-Austausch-Amplitude, die einem $1/s$ -Verhalten asymptotisch entspricht, außerhalb des Anwendungsbereiches unseres Modells. Da wir aber Daten bei nicht zu hohen Energien verwenden müssen, bei denen der Austausch unnatürlicher Parität noch eine Rolle spielt, haben wir ein "hybrides" Modell aufgebaut in dem wir zu den üblichen $\mathbb{P}$, $\mathbb{P}'$ und A_2 -Termen des K-Matrix-Modells einen Pion-Term für das Niederenergieverhalten "von Hand" hinzufügen.

Bei hohen Energien verschwinden in dem Wirkungsquerschnitt die Interferenzterme zwischen Amplituden natürlicher und unnatürlicher Parität⁽³³⁾, so daß wir für den differentiellen Wirkungsquerschnitt schreiben können:

$$\frac{d\sigma^w}{dt} = \frac{d\sigma^N}{dt} + \frac{d\sigma^U}{dt} \quad (4.27)$$

Der erste Term enthält die Beiträge natürlicher Parität zum Wirkungsquerschnitt und ist formal identisch zu Gl. (4.24) bei der γ^0 -Photoerzeugung. Der zweite Term entspricht dem Anteil unnatürlicher Parität im Wirkungsquerschnitt und wird mit einem reggeisierten Pion-Austausch parametrisiert. In einer Feldtheorie verschwindet die Pion-Nukleon-Amplitude in der Vorwärtsrichtung wegen der δ_5 -Koppelung wie $\sqrt{-t}$ und wird deshalb in unserem Helizitätsformalismus wie eine Flip-Amplitude am Nukleon-Vertex parametrisiert. Die explizite Form der Pion-Amplitude ist demnach:

$$f_{\text{Pion}}(s,t) = 2\pi s e \int_0^\infty b db \bar{N}_\pi(b,s) J_1(b\sqrt{-t}) \quad (4.28)$$

wobei $\bar{N}_\pi(b,s)$ die Fourier-Bessel-Transformierte der reggeisierten Born-Einfach-Flip-Amplitude ist. Nach Auswerten des Integrals für $\bar{N}_\pi(b,s)$ erhalten wir:

$$\text{Im } \bar{N}_\pi(b,s) = -\frac{1}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\pi(s)-1} \frac{1}{\sqrt{s_0}} \frac{1}{2\pi s_0} \left[2 \frac{\pi}{\log \frac{s}{s_0}} \cos \pi \gamma_\pi - \left(1 - \frac{\pi^2}{(\log \frac{s}{s_0})^2}\right) \sin \pi \gamma_\pi \right] \frac{e^{-b^2/4s_0}}{2s_0} \frac{b}{2s_0} \quad (4.29a)$$

und

$$\text{Re } \bar{N}_\pi(b,s) = -\frac{1}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\pi(s)-1} \frac{1}{\sqrt{s_0}} \frac{1}{2\pi s_0} \left\{ \frac{e^{-b^2/4s_0}}{2s_0} \frac{b}{2s_0} + \frac{e^{-b^2/4s_0}}{2s_0} \frac{b}{2s_0} \left[\left(1 - \frac{\pi^2}{(\log \frac{s}{s_0})^2}\right) \cos \pi \gamma_\pi + 2 \frac{\pi}{\log \frac{s}{s_0}} \sin \pi \gamma_\pi \right] \right\} \quad (4.29b)$$

wobei $\tau = 1 + \pi^2 / (\log s/s_0)^2$ und $\gamma_\pi = \alpha_\pi(0) + t^2/4 \rho \pi \log s_0$ gesetzt wurde. $\bar{\beta}_\pi$ und $\alpha_\pi(0)$ sind die entsprechenden Regge-Parameter der Pion-Trajektorie^(x).

Die Parameter in dieser Analyse der ω^0 -Photoerzeugung sind:

$\bar{D}_\omega$ für die Pomeranchuk-Kopplung; $\bar{\beta}'_{P'}$ und $\bar{\beta}'_{A_2}$ für die Residuen der P' und A_2 -Trajektorien; $\bar{\beta}'_\pi$ für das Residuum des Ein-Pion-Austausches und u und v für die Flip-Struktur des Prozesses (u und v werden wie bei ρ^0 bzw. ϕ^0 -Produktion definiert). Mit Hilfe der gemessenen Werte für den Asymmetrie-Parameter P_ρ bei 4.7 GeV und 9.3 GeV⁽²²⁾ Photon-Energie haben wir versucht, den Anteil von Diffraktion und Pion-Austausch zu trennen. Die Daten bestehen aber leider nur aus drei Punkten zu jeder Energie innerhalb von relativ breiten t -Intervallen und mit Fehlern bis zu 30%. Mit solchen Daten ist es selbstverständlich nicht sehr aussichtsreich, eine genaue Bestimmung der Parameter anzustreben. Die Figuren (IV.18) und (IV.19) zeigen die Kurven für $d\sigma^w/dt$ zu 4.7 GeV und 9.3 GeV, was einer sinnvollen Lösung zu der Gesamtheit der Daten für P_ρ und für den Wirkungsquerschnitt entspricht. Die Werte der erhaltenen Parameter für diese Kurven sind

$$\begin{aligned} e\bar{D}_\omega &= 0.018 & u &= 0.015 \\ e\bar{\beta}'_{P'-A_2} &= 1.74 & v &= 0.002 \\ e\bar{\beta}'_\pi &= 46.6 \end{aligned} \quad (4.30)$$

Hier entspricht $\bar{\beta}'_{P'-A_2}$ einer austauschentarteten mittleren ($P'-A_2$)-Trajektorie. Wie immer ist der Parameter v aus der ρ^0 -Photoproduktion übernommen worden. Der Parameter u ist hier viel kleiner als bei ρ^0 - oder ϕ^0 -Photoerzeugung. Dieser Wert für u ist aber mit Vorsicht zu betrachten, da die ω^0 -Photoerzeugungsdaten mit großen Fehlerbalken in t , insbesondere für die größten $|t|$ -Werte, behaftet sind. Dies macht eine Helizitätsanalyse sehr schwer, wenn nicht praktisch unmöglich.

Die Übereinstimmung mit den Daten bei 4.7 GeV ist nicht besonders gut. Das ist aber nicht sehr überraschend, denn schon bei ρ^0 -Photoerzeugung zu 6.5 GeV ist die Übereinstimmung nicht allzugut. Wir sind wahrscheinlich in diesem Energiebereich nicht berechtigt, die anderen Flip-Komponenten zu vernachlässigen. Im Falle der ω^0 -Photoerzeugung gibt es die zusätzliche Schwierigkeit, daß es sich um eine etwas zweifelhafte Mischung eines Hochenergie-Modells mit einem Ein-Pion-Austausch-Ansatz handelt. In diesem Zusammenhang erhebt sich auch die Frage, inwieweit es schon bei 4.7 GeV gerechtfertigt ist, den differentiellen Wirkungsquerschnitt

^(x) Wir nehmen den Wert $\alpha_\pi(0) = 0$ für den Abschnitt der Pion-Regge-Trajektorie.

in einer Summe von Beiträgen natürlicher bzw. unnatürlicher Parität zu zerlegen. Unsere Analyse ist unter dieser Voraussetzung durchgeführt worden, und auch nur dann ist der Parameter $\bar{P}$ sinnvoll, der ja auch experimentell unter derselben Annahme gewonnen wurde.

Der optische Punkt liegt wahrscheinlich bei beiden Kurven zu tief. In diesem Bereich sehr kleiner Impulsüberträge spielt die Absorption des Pions möglicherweise eine Rolle, denn ein Pion-Pomeranchuk Schnitt ist nicht auszuschließen. Ein solcher Beitrag würde den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei $t = 0$ etwas höher schieben und daher besser mit den Daten in Einklang bringen. Dies bedeutet aber die Einführung eines neuen Parameters, was, zusammen mit den schon erwähnten Schwierigkeiten, eine präzise Bestimmung dieses Einflusses sinnlos macht.

Wegen der Probleme, die vom Austausch unnatürlicher Parität herrühren, und da bei 9.3 GeV vorwiegend natürliche Parität im t -Kanal ausgetauscht wird, haben wir einen Fit zu dieser Energie unternommen, der nur $\bar{P}$, $\bar{P}'$ und A_2 -Austausch enthält. Die Kurve in Fig. (IV. 20) zeigt das Resultat. Die zugehörigen Parameterwerte sind:

$$\begin{aligned} e \bar{D}_\omega &= 0.022 \\ e \bar{P}' &= 1.13 \\ e \bar{P}'_{A_2} &= 1.14 \\ u &= 0.014 \\ v &= 0. \end{aligned} \tag{4.31}$$

Die ungefähr gleichen Residuen für $\bar{P}'$ und A_2 -Austausch sind eine Konsequenz der Tatsache, daß wir über keine $\gamma n \rightarrow \omega' n$ Daten verfügen und so die Austausch-Entartung nicht besser prüfen können. Diese Zahlen beschreiben den gemittelten Effekt der beiden Trajektorien, weil die relativen Anteile der beiden nicht bestimmt werden können. In dem zuletzt erwähnten Fit haben wir v gleich Null gesetzt, da dies einfach keinen beobachtbaren Unterschied zu $v = 0.002$ ergibt.

V. Zusammenhang mit der Vektor-Meson-Dominanz

Bei der üblichen Formulierung der Vektor-Meson-Dominanz^(23, 37, 39, 40) geht man von der Hypothese aus, daß der elektromagnetische Strom von den drei Vektor-Meson-Feldern über eine Strom-Feld-Identität aufgebaut wird. Daraus folgen die bekannten Relationen zwischen starken und elektromagnetischen Prozessen. Wir können im Rahmen des hier verwandten K-Matrix-Modells ähnliche Beziehungen aufstellen, die aber jetzt als Folge der Unitarität erscheinen.

Wir ersehen aus unseren Gleichungen für die Compton- und Vektor-Meson-Photoerzeugungsamplituden, daß für hohe s , wenn die Born-Terme schon längst abgestorben sind, die Amplituden $\gamma^{(1)}(b,s)$, $\gamma_{\alpha}^{(2)}(b,s)$ und $\gamma_{\frac{1}{2}}^{(1)}(b,s)$ in der Stoßparameter-Darstellung dieselbe Struktur haben. Dabei wollen wir den kleinen asymptotischen reellen Anteil in der Compton-Amplitude vernachlässigen. Diese Struktur ist identisch mit der Struktur des Pomeranchuk-Beitrages bei rein hadronischen Prozessen in führender Ordnung der Vielfachstreuereihenentwicklung. Diese asymptotische Proportionalität ist selbstverständlich nur für die $\lambda_V = \pm 1$ Helizitätszustände des betreffenden V-Teilchens gültig. Die $\lambda_V = 0$ Zustände im Endkanal, die nur durch flip-Übergänge erreichbar sind, haben kein Analogon. Die oben erwähnte Korrespondenz zwischen elektromagnetischen und rein hadronischen Prozessen liefert folgende Vektor-Meson-Dominanz-ähnliche Relationen, die jedoch nur dann gültig sind, wenn die Energie sehr groß ist; d.h. sie betreffen nur den P -Anteil der jeweiligen Prozesse:

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{dt} \approx \left(\frac{e \bar{C}}{\bar{D}_j} \right)^2 \frac{d\sigma_j^{(2)}}{dt} \quad (5.1)$$

$$\frac{d\sigma_j^{(2)}}{dt} \approx \left(\frac{e \bar{D}_j}{C_j} \right)^2 \frac{d\sigma_j^{(x)}}{dt} \quad (5.2)$$

wobei $d\sigma^{(1)}/dt$, $d\sigma_j^{(2)}/dt$ und $d\sigma_j^{(x)}/dt$ die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen

$$\gamma + p \rightarrow \gamma + p, \quad \gamma + p \rightarrow V_i^{(0)} + N_K^{(+)*} \quad \text{und} \quad V_i^{(0)} + N_K^{(+)*} \rightarrow V_i^{(0)} + N_K^{(+)*}$$

bedeuten.

(x) $C_j(b,s) = \sum_{j''} B_{ij''} B_{j''j} = C_j [I_0(b,s)]^2 \log s/s_0$ ist der Pomeranchuk-Beitrag für den Prozeß $V + N \rightarrow V + N$.

Der Unterschied zu den konventionellen Vektor-Meson-Dominanz-Relationen liegt in zwei Punkten, erstens sind diese Gleichungen nur im Hochenergie Limes gültig und zweitens beziehen sie sich auf Prozesse, in denen nicht nur das Photon sondern auch das Nukleon diffraktiv angeregt werden kann.

Die Unitarität bei hohen Energien impliziert in Ordnung e^2 die folgende Korrelation zwischen den Stoßparameter Koeffizienten:

$$e^2 \bar{C}(b, s) \approx \sum_j^{m_2(s)} [e \bar{D}_j(b, s)]^2 \quad (5.3)$$

wobei die Summation nur über die Diffraktionsdissoziationskanäle läuft, was mit $\sum^1$ angedeutet sein soll. Mit Hilfe der Vollständigkeitsrelationen für die Bessel Funktionen kann diese Gleichung zu einer Beziehung zwischen den totalen Wirkungsquerschnitten umgeformt werden:

$$\sigma_T^{\gamma p}(s) \approx \sum_j^{m_2(s)} [\sigma_j^{(2)}(s)]_T \quad (5.4)$$

Hier bezeichnet $\sigma_T^{\gamma p}(s)$ den totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt und $[\sigma_j^{(2)}(s)]_T$ den integrierten differentiellen Wirkungsquerschnitt für diffraktive Photoerzeugung.

Wir können diesen Ausdruck wiederum umschreiben:

$$\bar{C} \approx \frac{1}{x \log s/s_0} \sum_j^{m_2(s)} [\bar{D}_j]^2 \quad (5.5)$$

mit $x = 32 \pi^2 s_0^2 x'^2$. Diese Gleichung verknüpft die Konstanten $\bar{C}$ und $\bar{D}_j$. Aus dieser Gleichung folgt, daß die Summe $\sum_j [\bar{D}_j]^2$ über alle Diffraktionsdissoziations-Kanäle wie $\log s/s_0$ divergieren muß, wenn der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt von Photonen an Protonen asymptotisch konstant werden soll. Wir können der Gleichung (5.3) noch eine andere Form geben, die leichter mit der üblichen Photoabsorptions-Summenregel der Vektor-Dominanz (37,41,42) in Verbindung gesetzt werden kann:

$$\sigma_T^{\gamma p}(s) \approx \sum_j^{m_2(s)} \sqrt{16 \pi \left[\frac{e \bar{D}_j}{x \log s/s_0} \right]^2 \frac{d\sigma_j^{(2)}}{dt} \bigg|_{t=0}} \quad (5.6)$$

Hierbei haben wir die Tatsache ausgenutzt, daß bei hohen Energien $\gamma_j^{(2)}(b, s)$ rein imaginär ist. Diese Formel ist eine s-abhängige Summenregel vom selben Typ wie Gl. (5.4) und (5.5). Wir haben sie hier wegen ihrer Ähnlichkeit mit der

Vektor-Meson-Dominanz Photoabsorptionssummenregel angegeben. In unserem Vielkanal K-Matrix Formalismus ist sie nichts anderes als die Unitaritätsbedingung für hohe Energien hingeschrieben für Terme bis zur Ordnung e^2 . Der wesentliche Unterschied zwischen der Summenregel (5.6) und der üblichen VMD-Relation für $\sigma_T^{\gamma p}(s)$ besteht in folgendem: i) die Summe $\sum'$ läuft über alle Diffraktions-Dissoziationskanäle $\gamma + p \rightarrow V_i^{(0)} + N_K^{(+)*}$, die bei dieser hohen Energie erlaubt sind, und nicht nur über die Photon Diffraktions-Dissoziationszustände $V_i^{(0)} = \rho^0, \omega^0, \phi^0$; ii) der Faktor in Klammern unter der Wurzel hängt logarithmisch von s ab.

Da wir bei unserer Analyse in Kapitel IV die Werte für die Konstanten $\bar{D}_j$ für die ρ^0 -, ω^0 - und ϕ^0 - Photoerzeugung bestimmt haben, ist es uns möglich diese in Gl. (5.6) einzusetzen und damit den Beitrag dieser Prozesse zur gesamten Photoabsorption zu berechnen. Der Beitrag der ρ^0 - Photoerzeugung entspricht etwa 8% des totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnittes bei 9.3 GeV. Die ω^0 - Photoerzeugung liefert annähernd 1.5 % und die ϕ^0 - Photoerzeugung noch weitere 0.5%. Der Gesamtbeitrag der Vektor-Meson-Photoerzeugung zum $\sigma_T^{\gamma p}(s)$ beläuft sich damit auf etwa 10%. Es bleibt also bei diesen Energien noch viel Raum für andere Beiträge wie inelastische Vektor-Meson-Photoerzeugung (Anregung des Nukleons) oder etwa für $\rho'(1600)$ Photoproduktion⁽⁴³⁻⁴⁵⁾, etc. übrig. Die Summenregel (5.6) ist also in diesem Formalismus eine Bedingung, die erst bei extrem hohen Energien erfüllt ist, wenn viele Kanäle partizipieren. Bei den derzeitig erreichbaren Energien sind die verwandten Amplituden zwar unitär im s-Kanal - was ja gerade die Motivation für unseren Vielkanal K-Matrix Formalismus war - aber die Wirkungsquerschnitte lassen sich bei Berücksichtigung aller nicht-asymptotischen Beiträge offenbar nicht mehr zu einer einfachen Formel vom Typ (5.6) mit wenigen Gliedern in der Summe auf der rechten Seite zusammenfassen. Dies ist der Grund dafür, warum in dem hier verwandten Vielkanalformalismus die rechte Seite von (5.6) durch Übergänge in die Kanäle $\rho^0 + p$, $\omega^0 + p$ und $\phi^0 + p$ bei hohen Energien noch schlechter ausgeschöpft wird als dies in dem konventionellen VMD-Modell der Fall ist. Dort liefern ρ^0 , ω^0 und ϕ^0 unter Verwendung der Storage-Ring-Daten für die auftretenden Kopplungskonstanten (unseren $\bar{D}_j$ entsprechend) ca 72 % der linken Seite.

VI. Übersicht

Der Zweck dieser Arbeit ist es gewesen, eine einheitliche Theorie für photoninduzierte Prozesse bei hohen Energien, d.h. für die Compton-Streuung und die derzeit bekannten Photoerzeugungsprozesse an Nukleonen, aufzustellen. Da diese Prozesse bei hohen Energien dieselben typischen Merkmale wie die diffraktiven, rein hadronischen Reaktionen zeigen, haben wir eine Stoßparameterdarstellung für die Beschreibung der Compton- bzw. Photoerzeugungsamplituden gewählt. In unserem Modell werden diese Amplituden mit Hilfe einer K-Matrix-Parametrisierung gewonnen, die automatisch die s-Kanal-Unitarität garantiert und - als Resultat dieser Unitarisierung - den Pomeranchuk-Beitrag erzeugt. Dieser Pomeranchuk-Beitrag ist also kein Input in die Beschreibung, wie es bei den gewöhnlichen Modellen für die Streuung stark wechselwirkender Teilchen der Fall ist. Der Mechanismus, der den Pomeranchuk-Term in unserem Formalismus aufbaut, ist bei der Compton-Streuung wie bei der diffraktiven Photoerzeugung derselbe, nämlich doppelter Regge-Austausch im t-Kanal verbunden mit einer kohärenten Summation über alle energetisch möglichen Zwischenzustände im s-Kanal. Dieser zweifache Regge-Austausch entspricht einem Regge-Schnitt in der komplexen J-Ebene. Über die s-Kanal-Unitarität (d.h. durch die Summation über eine s-abhängige Anzahl von Zwischenzuständen) wird dieser Austausch so verstärkt, daß er einen asymptotisch dominanten Beitrag zur Amplitude, den "Pomeranchuk-Beitrag", in diesem Modell liefert. Da also zwischen Ein- und Zwei-Photon-Prozessen kein prinzipieller Unterschied in bezug auf den Pomeranchuk-Term besteht, ist die Einführung eines $J = 1$ multiplikativen festen Poles in der Compton-Amplitude, wie es oft in der Literatur diskutiert wird nicht nötig, wogegen er in den naiven Pomeranchuk-Pol-Beschreibungen in der Tat erforderlich ist, um eine Entkopplung der Pomeranchuk-Singularität bei $t = 0$ zu vermeiden. Bei elektromagnetischen Prozessen sind feste Pole nicht durch die Unitaritätsrelationen im t-Kanal ausgeschlossen, wie es bei rein hadronischen Übergängen der Fall ist, und es wäre daher von besonderem Interesse zu sehen, ob ein fester Pol bei $J = 0$ in der Compton-Amplitude vorhanden ist. Leider steht dieses Problem außerhalb unseres Modells, in dem nur die Amplituden bei sehr hohen Energien betrachtet werden, und daher ein asymptotisch kleiner Beitrag zur Amplitude, der sich für große s wie $1/s$ verhält, nicht festgelegt werden kann.

Wir haben unsere Amplitude für Compton-Streuung mit den experimentellen Daten für die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte verglichen. In diesem Teil der Analyse haben wir eine spinlose Version des Modells verwendet. Die Ergebnisse sind sehr eindrucksvoll und insbesondere wird der "Shrinkage"-Effekt, der in den Daten im Bereich von 0.5 bis 17 GeV vorhanden ist, gut wiedergegeben. Da man bei der Vektor-Meson-Photoerzeugung über Messungen von Dichtematrix-Elemente für diese Prozesse verfügt, haben wir das Modell erweitert, um eine Analyse zu ermöglichen, die den Spinkomplikationen Rechnung trägt. Mit Hilfe eines Helizitätsformalismus erhielten wir die wichtige Tatsache, daß, obwohl die s-Kanal-Helizitätserhaltung des einlaufenden Photons gut experimentell bestätigt scheint, beim Nukleon-Vertex für ρ^0 - und ϕ^0 -Photoerzeugung, wo die Experimente keine Aussagen machen, ein beträchtlicher Anteil an Spin-Flip vorhanden ist. Die Pomeranchuk-Singularität ist also in unserem Modell sowohl mit Helizitätserhaltenden wie auch mit Helizitätsändernden Übergängen verknüpft. Das ist eine spezielle Eigenschaft unserer Formulierung, denn in den gewöhnlichen Theorien ist der Pomeranchuk-Term Helizitätserhaltend. Im ganzen Hochenergiebereich haben wir eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für die ρ^0 - und ϕ^0 -Photoerzeugung erreicht. Bei ω^0 -Photoproduktion ist die Lage anders, da bei den heutigen Energien dieser Prozess noch mit Niederenergie-Eigenschaften behaftet ist. Daher darf unsere ω^0 -Photoerzeugungsanalyse nicht zu ernst genommen werden.

Weiter untersuchten wir den Zusammenhang unseres Modells mit der konventionellen Vektor-Meson-Dominanz-Hypothese. Hier wurden Vektor-Meson-Dominanz-ähnliche Relationen als Konsequenz der Unitarität abgeleitet. Die Proportionalität zwischen der Compton-Amplitude und der Vektor-Meson-Photoerzeugungsamplitude ist ein Beispiel hierfür. Ferner erhielten wir eine Summenregel für den totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt. Diese Summenregel unterscheidet sich von der üblichen VMD-Summenregel dadurch, daß nicht nur die drei Vektor-Mesonen berücksichtigt werden, sondern über alle diffraktiven Kanäle aufsummiert wird. Es stellt sich bei unserer Analyse der Photoproduktionsprozesse heraus, daß bei den heutigen Energien die Summenregel durch ρ^0 , ω^0 und ϕ^0 Beiträge allein nicht saturiert werden kann.

Wir haben somit eine konsistente und einheitliche Beschreibung all dieser Prozesse erreicht. Wir hätten auch weitere Prozesse wie inelastische Compton- oder inelastische Vektor-Meson-Photoerzeugung (d.h. $\gamma + p \rightarrow \gamma + N^*$ bzw. $\gamma + p \rightarrow V^{(0)} + N^*$) mit Hilfe unserer Amplituden analysieren können.

Dafür gibt es aber nicht genügend experimentelles Material. Wir möchten jedoch betonen, daß unser Modell fähig ist, eine große Mannigfaltigkeit von Reaktionen einheitlich zu beschreiben. Wir hoffen, dies mit der Analyse der wichtigsten Photoreaktionen gezeigt zu haben.

Wir haben uns in dieser Arbeit nur mit reellen Photonen, d.h. Photonen auf der Massenschale ($q^2 = 0$) beschäftigt. Ein interessanter Aspekt, der noch zu untersuchen wäre, ist die Erweiterung des Modells auf Prozesse mit virtuellen Photonen ($q^2 \neq 0$). Wie allgemein bekannt ist, sind die Strukturfunktionen der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Nukleonen mit dem absorptiven Teil der virtuellen Compton-Amplitude im raumartigen Bereich verknüpft. Eine Erweiterung des Modells auf den Bereich $q^2 < 0$ würde also eine Beschreibung dieser Prozesse ermöglichen. Insbesondere könnten auf diese Weise die Scaling-Eigenschaften in der tief inelastischen e-p-Streuung untersucht werden.

Anhang 1

Hier möchten wir skizzieren, wie die Summationen auf Seite 18 vor sich gehen. Als Beispiel berechnen wir die Summe (vgl. auch Fig. 2 auf Seite 18):

$$\bar{C}(b,s) = \sum_{j=1}^{n_j(s)} [\bar{N}_j^{(2)}(b,s)]^2 = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-1} [I_0(b,s)]^2 \sum_{j=1}^{n_j(s)} (\bar{P}_j^{(2)})^2 \quad (A)$$

$$\text{mit } I_0(b,s) = \frac{1}{2\pi s_0} \frac{\exp(-b^2/4s)}{2s} \quad \text{und } s = \alpha' \log s/s_0$$

Jeder Zwischenzustand j wird durch die zwei Indizes i und k charakterisiert, die die erzeugten Resonanzen am Photon- bzw. Nukleon-Vertex indizieren. Unser Ziel ist es, zunächst die Anzahl der in $\bar{C}(b,s)$ vorkommenden Zwischenzustände, d.h. das Spektrum (i,k) der Resonanzen unter gewissen vereinfachenden Annahmen zu bestimmen, um daraus das Hochenergieverhalten von (A) zu gewinnen.

Der kinematische Bereich für die durch i und k indizierte Reaktion: $\gamma p \rightarrow V_i^* N_k^*$ wird durch $-1 \leq Z_s(s,t, m_p=0, m_p, m_{V_i^*}, m_{N_k^*}) \leq +1$ angegeben, wobei

$$Z_s \equiv \cos \theta_{c.m.} = \frac{s^2 + s(2t - \Sigma) + (m_V^2 - m_p^2)(m_{V_i^*}^2 - m_{N_k^*}^2)}{4s q_{\gamma p} q_{V_i^* N_k^*}}$$

$$\text{mit } \Sigma \equiv \sum_{i=1}^4 m_i^2 \quad \text{und} \quad q_{ab} = \frac{1}{4s} [s - (m_a + m_b)^2] [s - (m_a - m_b)^2]$$

Größeren Massen $m_{V_i^*}$, $m_{N_k^*}$ der Zwischenzustände entsprechen weiter nach rechts verschobene kinematische Grenzen in Fig. (a)

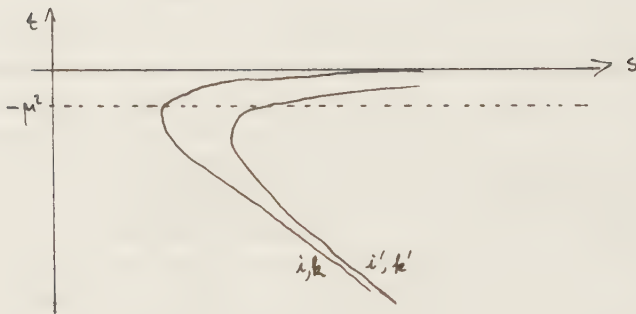


Fig. (a)

Die größten Massen, die erzeugt werden (zu einem großen aber festen s) und gleichzeitig zur Vorwärtsstreuung einen Beitrag liefern können, werden durch die Bedingung $Z_s(s, -\mu^2, m_\pi=0, m_p, m_{V_i^*}, m_{N_k^*}) = +1$ bestimmt, wobei μ ein kleiner Massenparameter darstellt.

Daraus ergibt sich für große s folgende Bedingung für die angeregten Massen:

$$m_{V_i^*}^2 m_{N_k^*}^2 \leq \mu^2 s$$

Machen wir ferner die Annahme, daß die angeregten Resonanzen auf Regge Trajektorien liegen, d.h. daß $m_{V_i^*}^2$ bzw. $m_{N_k^*}^2$ mit i bzw. k linear anwachsen, so kommen wir zu dem Schluß, daß man in (A) über alle Zwischenzustände summieren muß, die den Punkten (i, k) unterhalb der Hyperbel entsprechen (vgl. Fig. (b)), d.h.

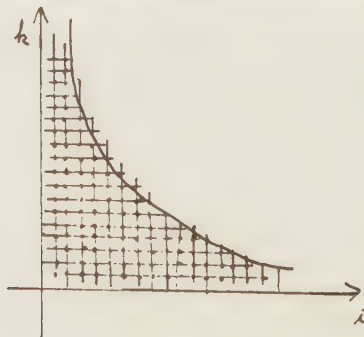


Fig. (b)

Setzen wir dies in (A) ein, so erhalten wir

$$\bar{C}(b,s) = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-1} \left[I_0(b,s) \right]^2 \sum_i \alpha_i^{(1)} \mu_i^{(1)} s / k \sum_k \alpha_k^{(2)} \mu_k^{(2)} s \left(\bar{P}_i^{(1)} \bar{P}_k^{(2)} \right)^2 \quad (B)$$

wo wir die Residuen $\bar{P}_i^{(2)}$ im t-Kanal faktorisiert haben. Da wir über diese Residuen keine Information besitzen, machen wir den einfachsten Ansatz und wählen alle Residuen für die verschiedenen angeregten Zwischenzustände gleich. Dabei ist die Summe in (B) proportional der Zahl der Punkte und in guter Näherung proportional der Fläche unter der Hyperbel.

Es folgt also unmittelbar

$$\bar{C}(b,s) = \bar{C} \left[I_0(b,s) \right]^2 \log s / s_0.$$

wobei $\bar{C}$ eine Konstante ist.

Ähnliche Resultate gelten für $\bar{D}(b,s)$ und $\bar{D}_j(b,s)$ in Gleichungen (2.37a) und (2.38) im Text.

Weitere Details kann man in Ref. (15,17) finden.

Anhang 2

Die Fourier-Bessel-Transformierte der Helizitätsamplitude für einen einfachen Regge-Austausch im t-Kanal (vgl. (3.9)) lautet ⁽¹⁷⁾:

$$N_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}(t, s) = \text{sign}(\lambda, \mu) \beta_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b} \frac{1}{\sqrt{s_0}} \frac{e^{-b^2/4g}}{4\pi s_0 g} S(n, |\lambda - \mu|, b, g)$$

mit $\begin{cases} \lambda = \lambda_a - \lambda_b \\ \mu = \lambda_c - \lambda_d \end{cases}$ und $\text{sign}(\lambda, \mu) = \begin{cases} 1 & \text{für } \lambda - \mu \geq 0 \\ (-1)^{\lambda - \mu} & \text{für } \lambda - \mu < 0 \end{cases}$

wobei ^(x)

$$S(n, |\lambda - \mu|, b, g) = n! \sqrt{s_0}^{-|\lambda| - |\mu|} \left(\frac{b}{2g}\right)^{|\lambda - \mu|} \frac{1}{g^n} L_n^{|\lambda - \mu|} \left(\frac{b^2}{4g}\right) \quad \text{ist.}$$

$L_n^{|\lambda - \mu|} \left(\frac{b^2}{4g}\right)$ mit $n = \frac{1}{2} [|\lambda| + |\mu| - |\lambda - \mu|]$ bezeichnet die Laguerre Polynome.

Wir geben zwei Tabellen an, die bei der Berechnung der verschiedenen Helizitätsamplituden in der Compton-Streuung bzw. in der Vektor-Meson-Photoerzeugung von Nutzen sind:

Compton Streuung

$\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b$	λ	μ	λ'	μ'	n
++, ++	1/2	1/2	0	0	0
+-, +-	3/2	3/2	0	0	0
++, +-	3/2	1/2	0	-1	0
++, -+	-3/2	1/2	-2	0	0
++, --	-1/2	1/2	-2	-1	1
+-, -+	-3/2	3/2	-2	1	0

Vektor-Meson-Photoproduktion

$\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b$	λ	μ	λ'	μ'	n
++, ++	1/2	1/2	0	0	0
+-, +-	3/2	3/2	0	0	0
++, +-	3/2	1/2	0	-1	0
+-, ++	1/2	3/2	0	1	0
0+, ++	1/2	-1/2	1	0	0
0+, +-	3/2	-1/2	1	-1	0
++, -+	-3/2	1/2	-2	0	0
+-, --	-1/2	1/2	-2	-1	1
+-, -+	-3/2	3/2	-2	0	0
+-, --	-1/2	3/2	-2	0	0
0+, -+	-3/2	-1/2	-1	0	0
0+, --	-1/2	-1/2	-1	-1	1

^(x) $\lambda' = \lambda_a - \lambda_c$
 $\mu' = \lambda_b - \lambda_d$

Literaturverzeichnis

- (1) V.D. Mur, Zurn. Eksp. Teor. Fiz. 44, 2173 (1963); 45, 1051 (1963); Sov. Phys. JETP 17, 1458 (1963); 18, 727 (1964)
- (2) H.D. Abarbanel und S. Nussinov, Phys. Rev. 158, 1462 (1967)
- (3) H.K. Shepard, Phys. Rev. 159, 1331 (1967)
- (4) A.H. Mueller and T.L. Trueman, Phys. Rev. 160, 1296 (1967)
- (5) W. Drechsler, Fortschr. Phys. 18, 305 (1970)
- (6) S. Mandelstam und L.L. Wang, Phys. Rev. 160, 1490 (1967)
- (7) P.D.B. Collins und E.J. Squires, Regge Poles in Particle Physics (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 45, 1968)
- (8) M.J. Creutz, S.D. Drell und E.A. Paschos, Phys. Rev. 178, 2300 (1969)
- (9) M. Damashek und F.J. Gilman, Phys. Rev. D1, 1319 (1970)
- (10) C.A. Dominguez, C. Ferro-Fontan und R. Suaya, Phys. Lett. 31B, 365 (1970)
- (11) M.R.S. Tait und J.N.J. White, Nucl. Phys. 43B, 27 (1972)
- (12) C.A. Dominguez, J.F. Gunion und R. Suaya, Phys. Rev. D6, 1404 (1972)
- (13) F.E. Close, H.R. Rubinstein und C. Ferro-Fontan, Ref. Til 1891 - CERN (1974)
- (14) J.D. Jackson und C. Quigg, Phys. Lett. 29B, 236 (1969)
- (15) W. Drechsler, Phys. Rev. D2, 364 (1970); W. Drechsler und R. Suaya, Phys. Rev. D2, 1879 (1970)
- (16) W. Drechsler, Ann. Phys. 80, 157 (1973)
- (17) W. Drechsler, Ann. Phys. 73, 257 (1972)
- (18) W. Drechsler und J.A. Grifols, Nuovo Cim. 18A, 55 (1973)
- (19) R.J. Glauber, Lectures in Theoretical Physics (Interscience, New York 1959, Vol. I, p. 315)
- (20) R.C. Arnold, Phys. Rev. 136B, 1388 (1964)
- (21) K. Dietz und H. Pilkuhn, Nuovo Cim. 37, 1561 (1965); 39, 928 (1965)
- (22) J. Ballam et al., Phys. Rev. D7, 3150 (1973)
- (23) J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11, 1 (1960)
- (24) R. Blankenbecler und M.L. Goldberger, Phys. Rev. 126, 766 (1962)
- (25) M. Baker und R. Blankenbecler, Phys. Rev. 128, 415 (1962)
- (26) L. Van Hove, Rev. Mod. Phys. 36, 655 (1964)
- (27) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel und Ph. Salin, Nuovo Cim. A55, 412 (1968)
- (28) M. Jacob und G.C. Wick, Ann. Phys. 7, 404 (1959)
- (29) D.O. Caldwell et al., Phys. Rev. D7, 1362 (1973)
- (30) A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 26, 1600 (1971)

- (31) R.L. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 25, 1218 (1971)
- (32) G. Buschhorn et al., Phys. Lett. 37B, 207 (1971)
- (33) K. Schilling, P. Seyboth und G. Wolf, Nucl. Phys. B15, 397 (1970); B18, 332 (E) (1970)
- (34) P.G.O. Freund, Nuovo Cim. 48A, 541 (1967)
- (35) V. Barger und D. Cline, Phys. Rev. Lett. 24, 1313 (1970)
- (36) R. Anderson et al., Phys. Rev. D1, 27 (1970)
- (37) G. Wolf, Rapporteur's talk in Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, 1971, edited by N.B. Mistry (Ithaca, N.Y., 1971)
- (38) H. Harari, Proceedings of the 1969 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies (Ed. D. Braben) Daresbury (1969)
- (39) H. Joos, Vector Mesons and the electromagnetic interactions of hadrons, Schlading Lectures 1967, in Acta Phys. Austriaca, Suppl. IV (1967)
- (40) C.F. Cho und J.J. Sakurai, Phys. Lett. 30B, 119 (1969); Phys. Rev. D2, 517 (1970)
- (41) N.H. Fuchs, Phys. Rev. D7, 186 (1973)
- (42) L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett. 18, 135 (1967)
- (43) F. Cerardini et al., Analysis of the decay modes of the $\phi^{(1600)}$ -meson, LNF-72/90, Frascati (October 1972)
- (44) H.H. Bingham et al., SLAC-PUB 1113 (1972)
- (45) Ph. Salin, Rapporteur's talk at the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn (1973) (Ref. TH 1744-CERN)
- (46) C. Berger et al., Phys. Letters 39B, 659 (1972)

Abbildungen zu Kapitel IV

- Fig. IV.1. $\sigma_T^{\gamma p}$ und $(\sigma_T^{\gamma p} + \sigma_T^{\gamma n})$ als Funktion der einlaufenden Photon-Energie E_γ . Daten aus Ref. (29).
- Fig. IV.2-5. $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)$ für verschiedene Energien E_γ ($E_\gamma = 6.5$ bis $E_\gamma = 17$ GeV) verglichen mit den experimentellen Daten aus Ref. (30-32).
- Fig. IV.6. Differentieller Wirkungsquerschnitt zur ϕ^0 -Photoerzeugung bei $E_\gamma = 11.5$ GeV im Vergleich zu den Meßpunkten von Ref. (22, 36, 46). Die gestrichelte Kurve entspricht reiner s-Kanal Helizitätserhaltung.
- Fig. IV.7-9. Differentieller Wirkungsquerschnitt zur ϕ^0 -Photoerzeugung bei $E_\gamma = 13, 14.5$ und 17.8 GeV. Daten aus Ref. (36). Die gestrichelten Kurven entsprechen reiner s-Kanal-Helizitätserhaltung.
- Fig. IV.10. $\text{Re } g_{10}^0$ für verschiedene Werte des Parameters $u_2^{1/2}$. Die Meßpunkte sind aus Ref. (22).
- Fig. IV.11. g_{1-1}^0 für verschiedene Werte des Parameters $v^{1/2}$. Die Meßpunkte sind aus Ref. (22).
- Fig. IV.12-17. $d\sigma/dt$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \gamma^0 p$ (von $E_\gamma = 6.5$ bis $E_\gamma = 17.8$ GeV). Daten aus Ref. (36).
- Fig. IV. 18 und 19. $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \omega^0 p)$ für $E_\gamma = 4.7$ GeV und $E_\gamma = 9.3$ GeV. Die Kurve entspricht einem Modell, daß den Austausch unnatürlicher Parität im t-Kanal berücksichtigt (Pion-Austausch). Daten aus Ref. (22).
- Fig. IV.20. $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \omega^0 p)$ für $E_\gamma = 9.3$ GeV. Modell ohne Pion-Austausch. Daten aus Ref. (22).

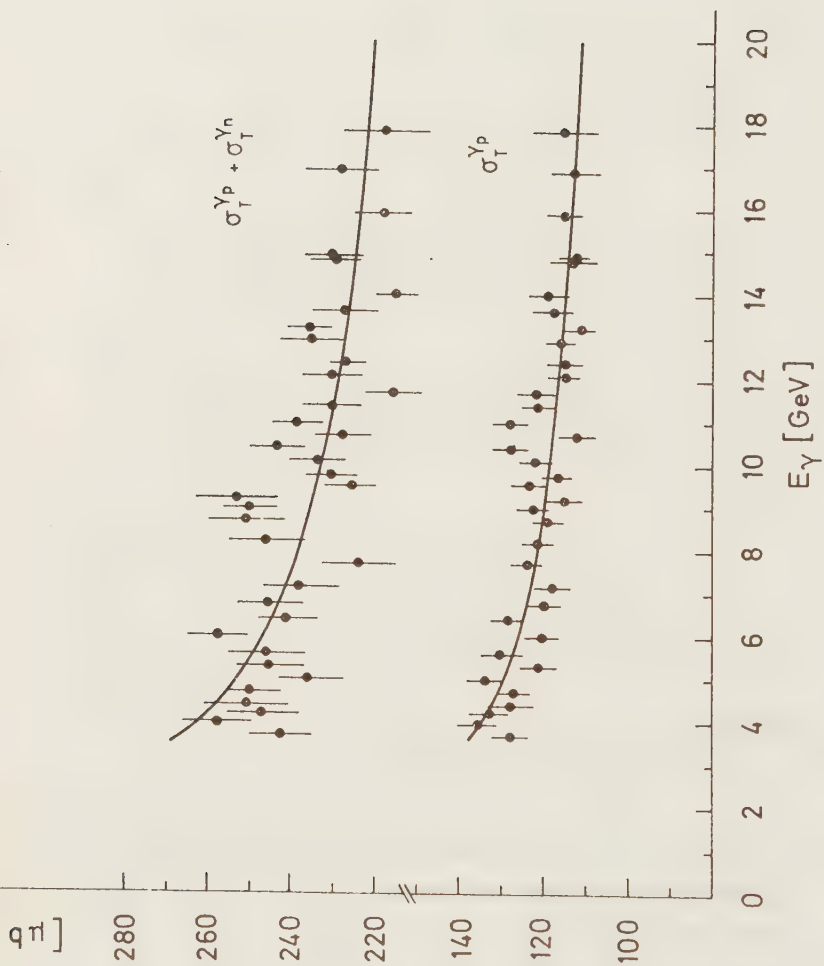


Fig. IV. 1

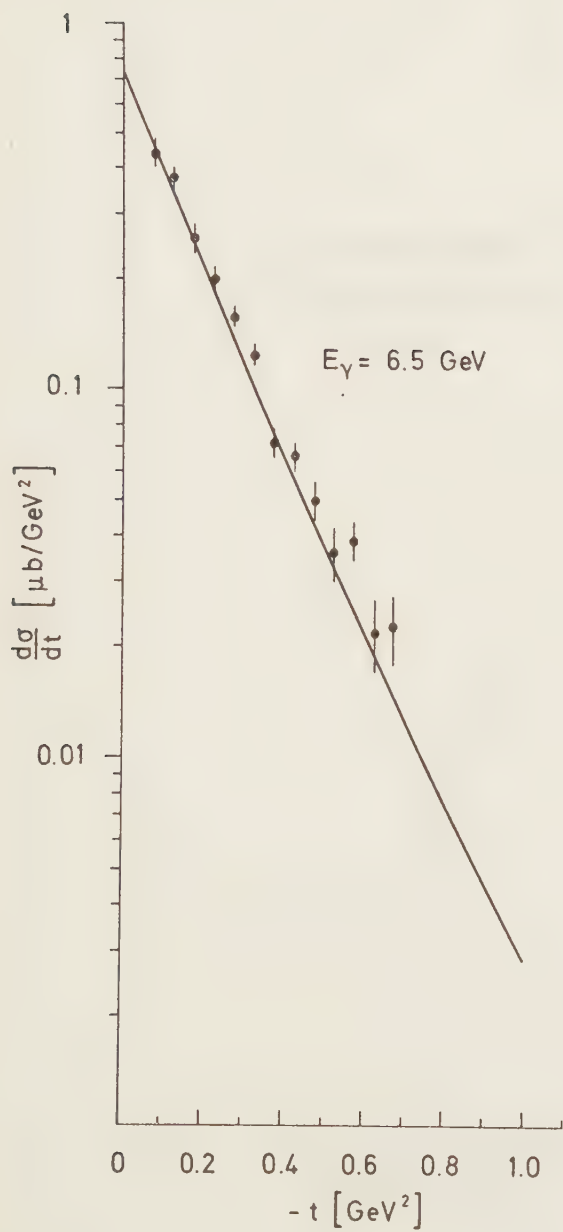


Fig. IV. 2

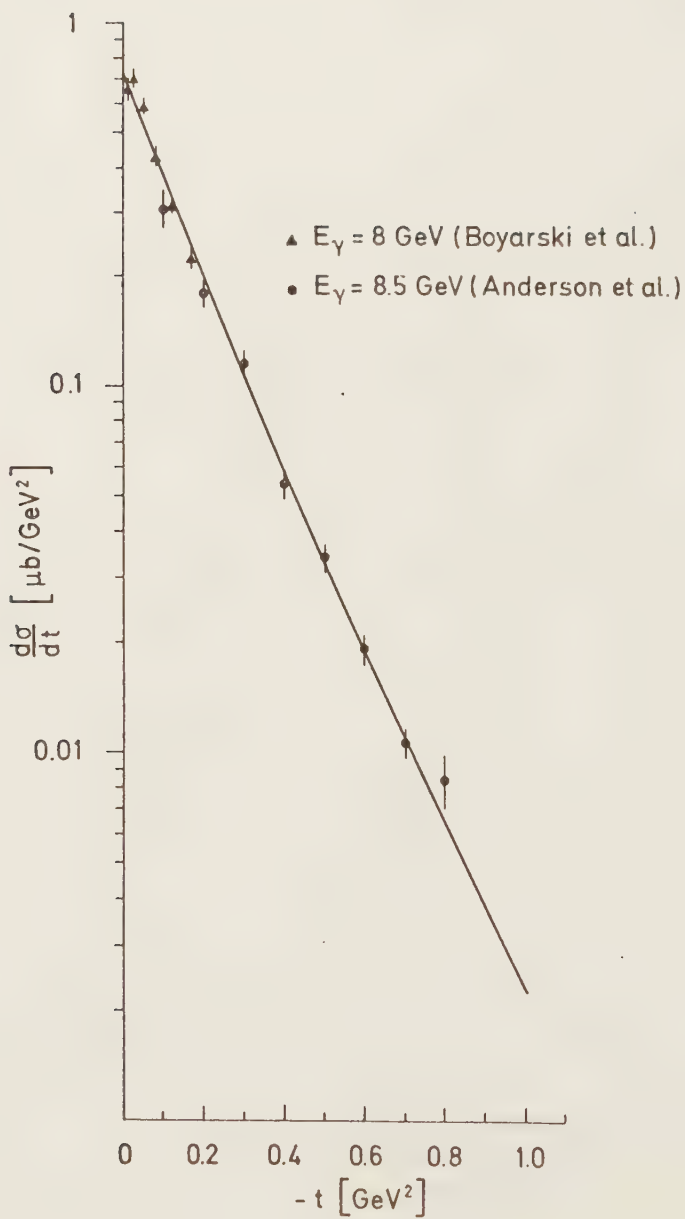


Fig. IV. 3



Fig. IV. 4

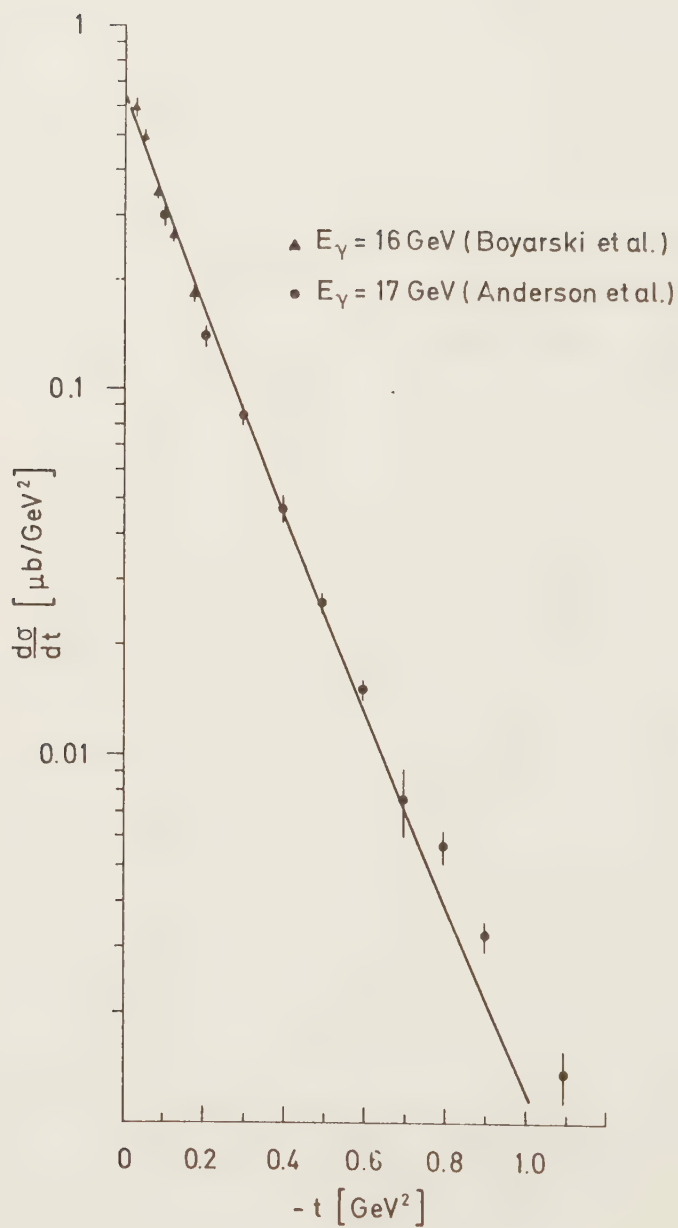


Fig. IV. 5

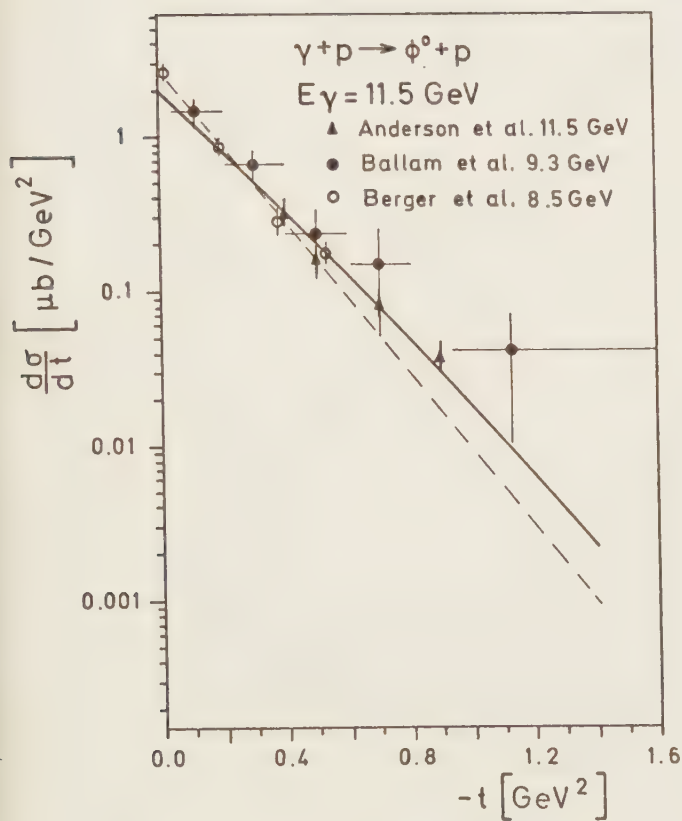


Fig. IV. 6

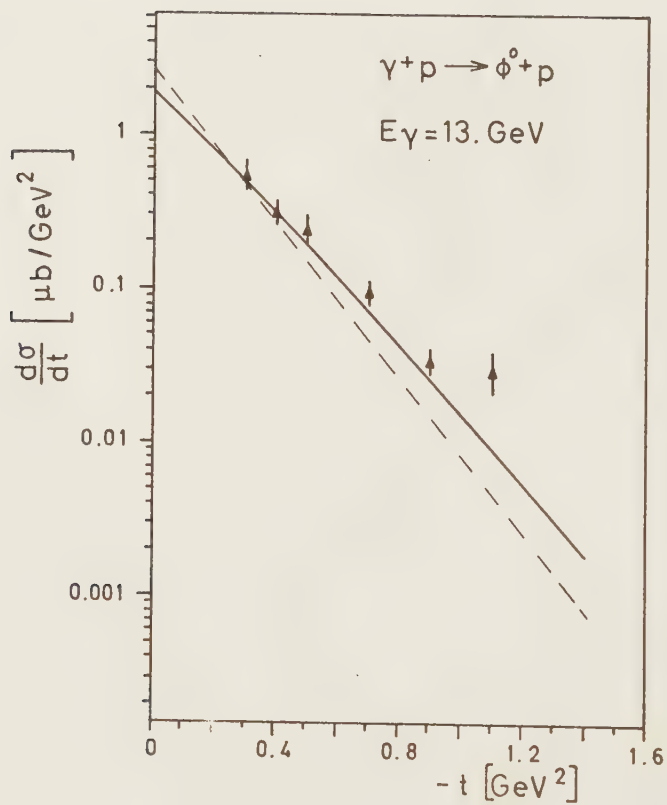


Fig. IV. 7

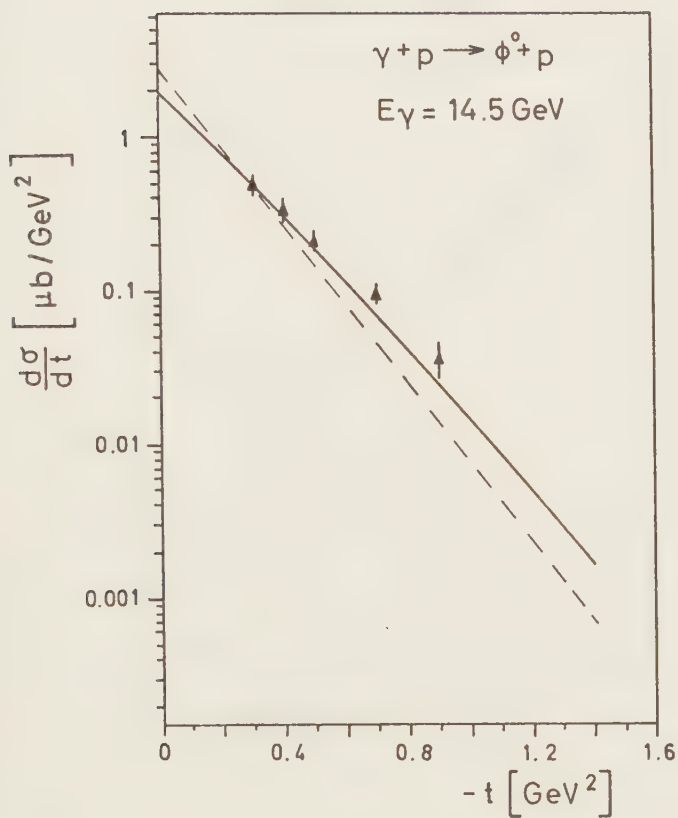


Fig. IV. 8

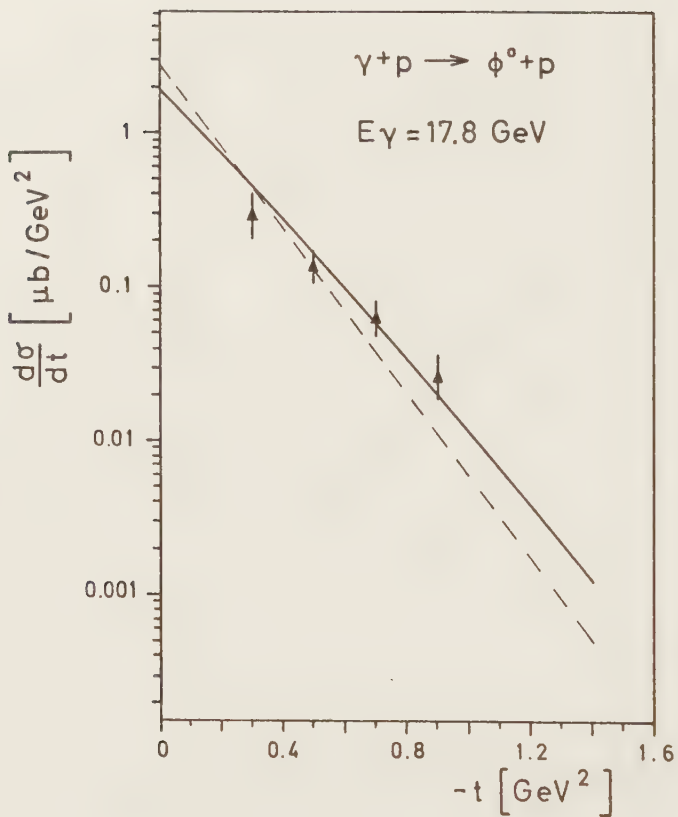


Fig. IV. 9

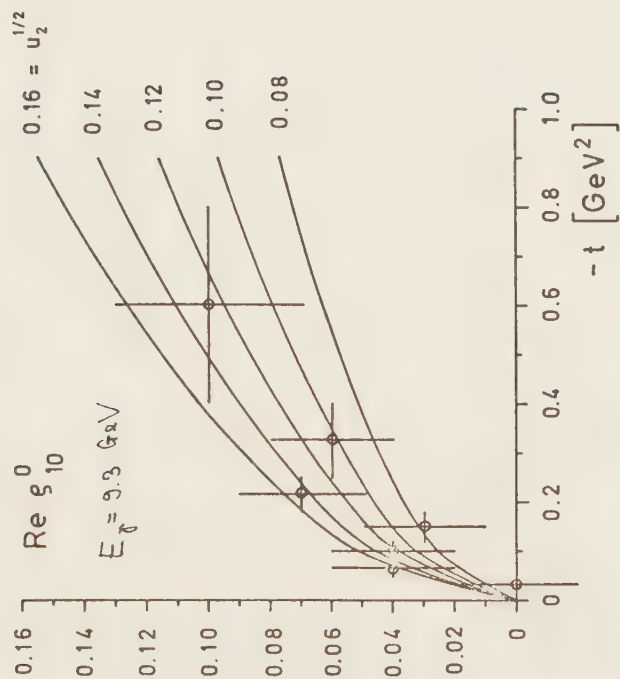


Fig. IV. 10

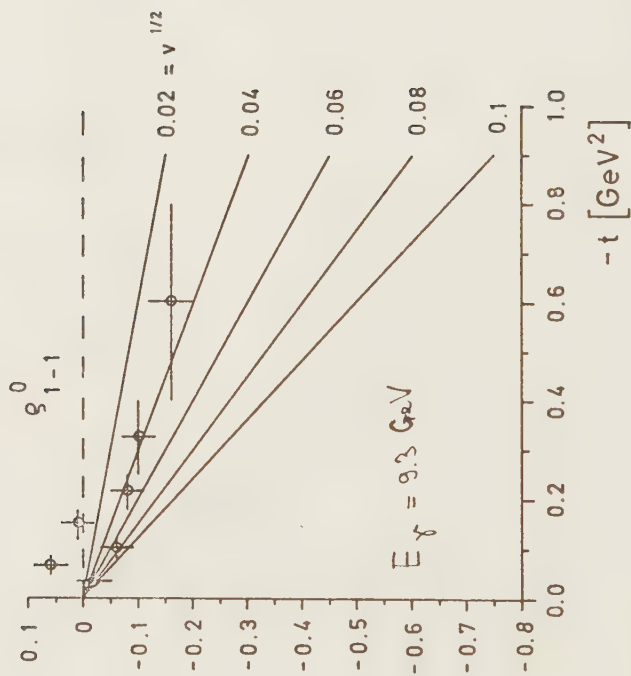


Fig. IV. 11

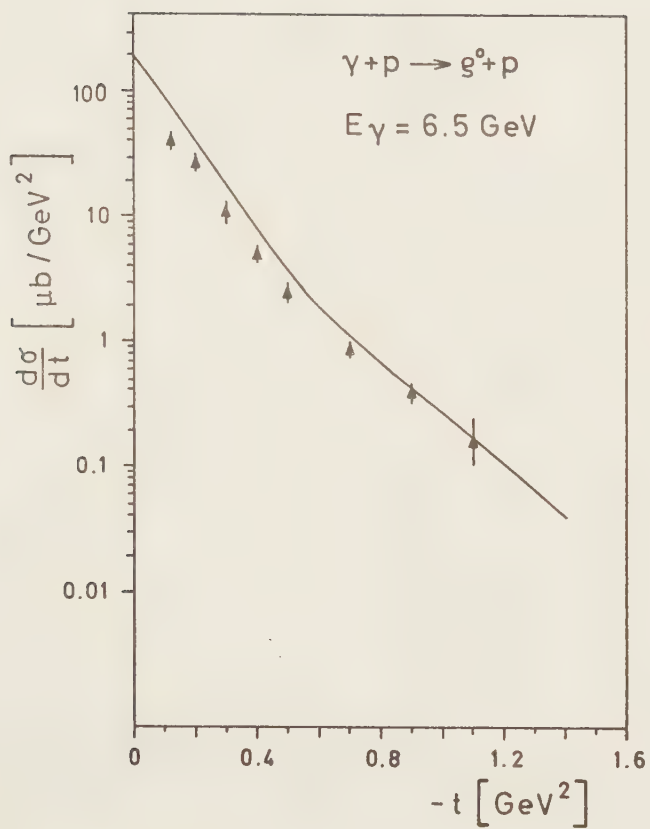


Fig. IV. 12

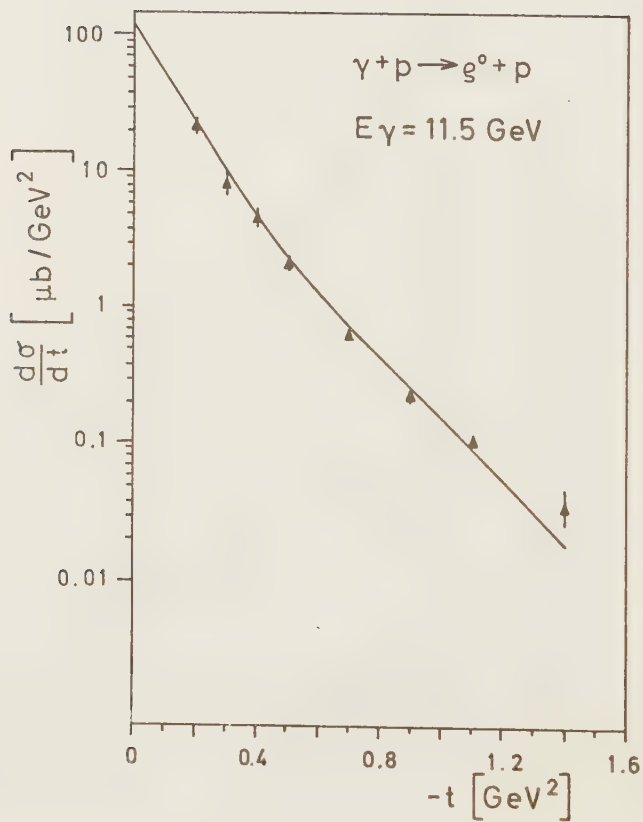


Fig. IV. 13

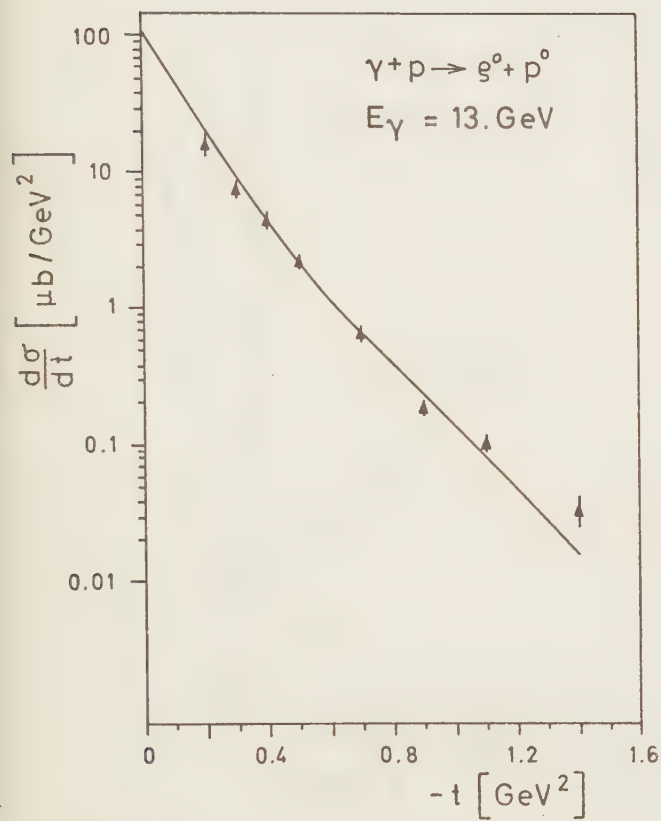


Fig. IV. 14

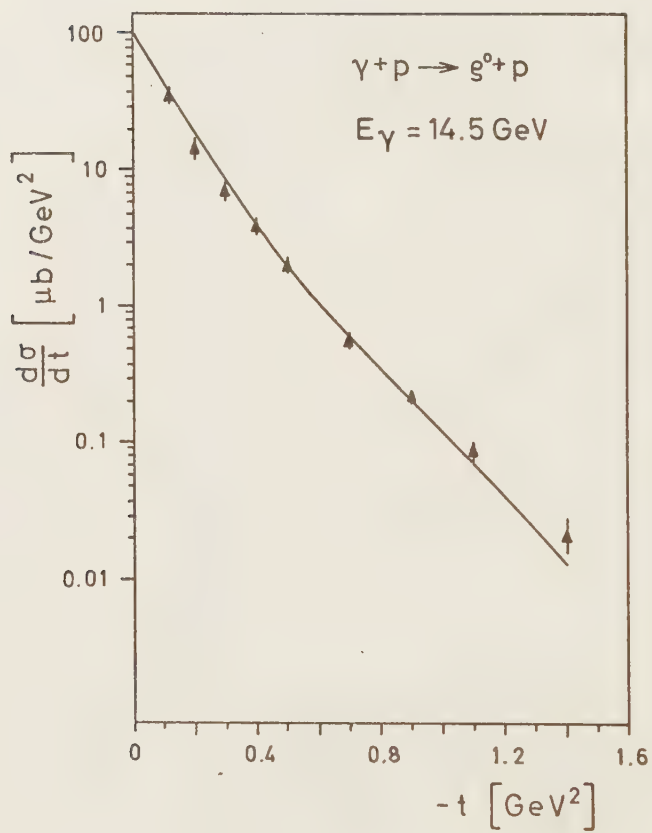


Fig. IV. 15

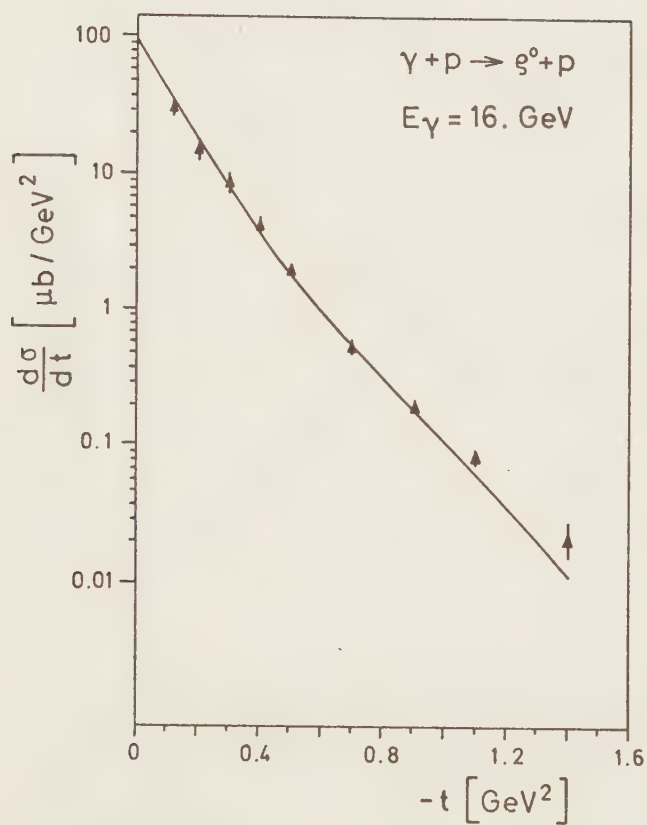


Fig. IV. 16

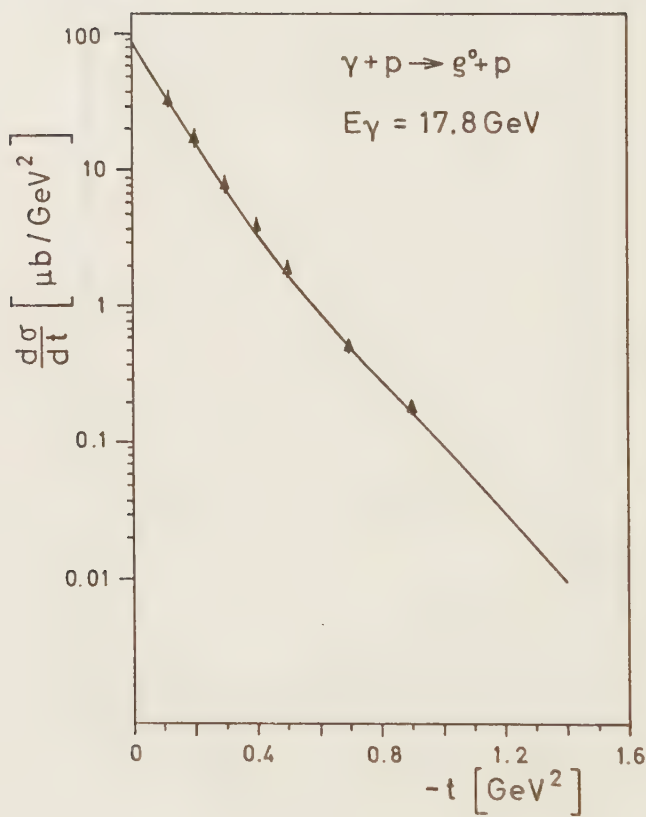


Fig. IV. 17

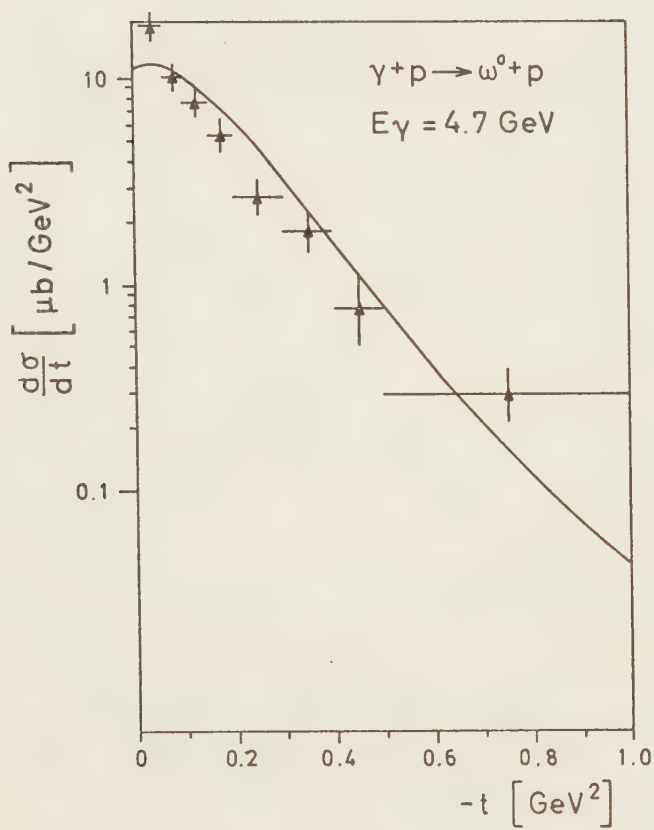


Fig. IV. 18

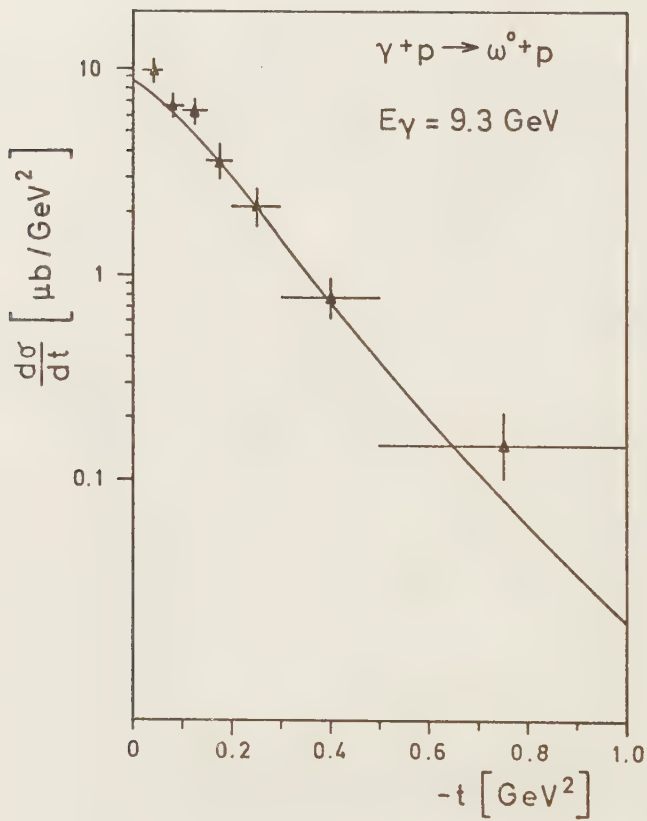


Fig. IV. 19

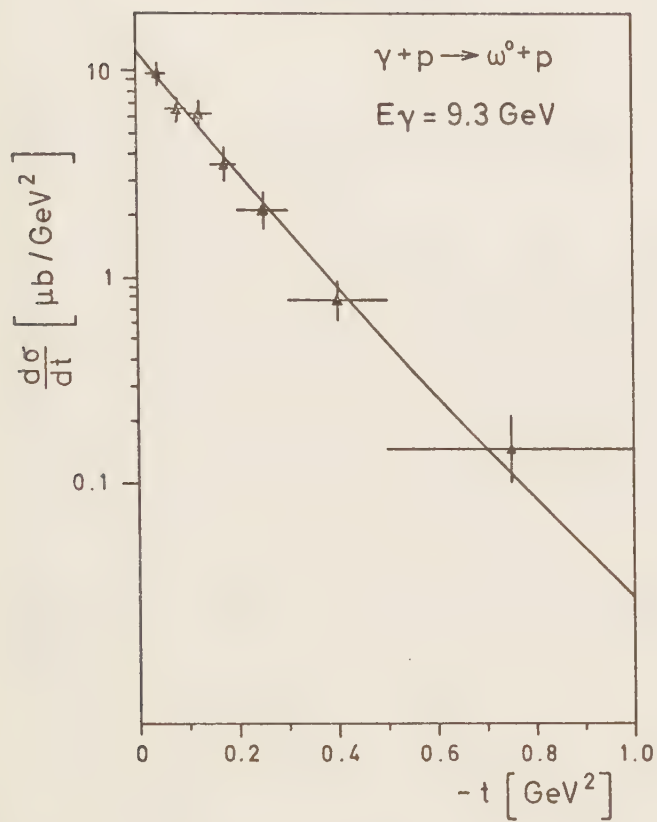


Fig. IV. 20

L E B E N S L A U F

Am 20. Mai 1947 wurde ich als Sohn des Dr. med. José Antonio Grifols und seiner Ehefrau Montserrat, geborene Gras, in Barcelona, Spanien, geboren.

Von 1952 bis 1957 besuchte ich die Volksschulen "Colegio Montessori" (1952-55) und "Schweize Schule" (1955-57), beide in Barcelona. 1957 wurde ich umgeschult auf die Deutsche Schule "San Alberto Magno" (Gymnasium), wo ich 1964 mit dem "Bachillerato Superior" (Abitur) abschloß.

Im Oktober 1965 begann ich das Studium der Physik an der Universität Barcelona. Im Juli 1970 schloß ich mein Studium ab, und im Juli 1971 legte ich die Diplomprüfung ("Examen de Licenciatura") ab.

Seit Oktober 1971 arbeite ich als Stipendiat des Deutschen Akademischen Austauschdiensts am Max-Planck-Institut für Physik in München.

